

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

BERNARD SALÉ

Première thèse

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA COMBUSTION NORMALE DANS LES MOTEURS A ALLUMAGE COMMANDÉ

Deuxième thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

soutenues le 5 juin 1958 devant la commission d'examen

MM. A. FOCH.....	<i>Président.</i>
G. RIBAUD	} <i>Examineurs.</i>
P. LAFFITTE...	
D. DUGUÉ.....	

PUBLIÉ PAR

LA REVUE DE L'INSTITUT FRANÇAIS DU PÉTROLE
ET ANNALES DES COMBUSTIBLES LIQUIDES

Vol. XIII, n° 6, p. 1040, n° 7/8, p. 1157 et n° 9, p. 1279 (1958)

—
PARIS

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

BERNARD SALÉ

Première thèse

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA COMBUSTION NORMALE DANS LES MOTEURS A ALLUMAGE COMMANDÉ

Deuxième thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

soutenues le 5 juin 1958 devant la commission d'examen

MM. A. FOCH.....	<i>Président.</i>
G. RIBAUD ...	} <i>Examineurs.</i>
P. LAFFITTE...	
D. DUGUÉ.....	



PUBLIÉ PAR

LA REVUE DE L'INSTITUT FRANÇAIS DU PÉTROLE
ET ANNALES DES COMBUSTIBLES LIQUIDES

Vol. XIII, n° 6, p. 1040, n° 7/8, p. 1157 et n° 9, p. 1279 (1958)

PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen..... J. PÉRÈS.

G. JULIA.....	T	Analyse supérieure et	AMIEL.....	T	Chimie génér. (P.C.B.).
FOCH.....	T	Algèbre supérieure.	HOCART.....	T	Minéralogie.
PAUTHENIER.....	T	Mécanique physique et	J.-P. MATHIEU.....	T	Physique (P.C.B.).
		expérimentale.	COUTEAUX.....	T	Biol. animale (P.C.B.).
		Electrotechnique générale.	MAY.....	T	Biol. animale (P.C.B.).
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.	CHOQUET.....	T	Calcul différentiel et intégral.
PRENANT.....	T	Anatomie et Histologie comparées.	FELDMANN.....	T	Biologie (P.C.B.).
GARNIER.....	T	Géométrie supérieure.	GUINIER.....	T	Physique génér. (P.C.B.).
PÉRÈS.....	T	Mécanique des fluides et applications.	JOST.....	T	Physiologie comparée.
LAUGIER.....	T	Physiologie générale.	FORTET.....	T	Calcul des probabilités.
M. CURIE.....	T	Physique (P.C.B.).	SCHWARTZ.....	T	Méthode mathématique de la Physique.
BARRABÉ.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	CHOUARD.....	T	Physiologie végétale.
G. DARMOIS.....	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	MALAVARD.....	T	Aviation.
J. BURCART.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	BIELOT.....	T	Calcul différentiel.
PLANTEFOL.....	T	Botanique.	NORMANT.....	T	Chimie organ. (P.C.B.).
GRASSÉ.....	T	Evolution des êtres organisés.	BENARD.....	T	Chimie (P.C.B.).
PRÉVOST.....	T	Chimie organique.	BEVAT.....	T	Botanique (E.N.S.).
BOULIGAND.....	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	DEGUE.....	T	Statistiques mathématiques.
CHAUDRON.....	T	Chimie appliquée.	GELOSO.....	T	Chimie (S.P.C.N.).
WYART.....	T	Minéralogie.	SOULAIRAC.....	T	Psychophysiologie.
TEISSIER.....	T	Zoologie.	ULRICH.....	T	Physiologie végétale.
MANGENOT.....	T	Biologie végétale.	MARÉCHAL.....	T	Optique théorique et appliquée.
P. AUGER.....	T	Physique quantique et Relativité.	KIRRMANN.....	T	Théories chimiques.
MONNIER.....	T	Physiologie des fonctions.	CHADEFAUD.....	T	Botanique.
PIVETEAU.....	T	Paléontologie.	DESTHAU.....	T	Physique (M.P.C.).
ROCARD.....	T	Physique (E.N.S.).	Mlle LE BRETON.....	T	Physiologie générale.
H. CARTAN.....	T	Mathématiques (E.N.S.).	SALEM.....	T	Mathématiques génér.
LAFITTE.....	T	Chimie générale.	LELONG.....	T	Mathématiques génér.
FAYARD.....	T	Mécanique générale.	DEVILLERS.....	T	Anat. et Histol. comp.
COULOMB.....	T	Physique du Globe.	EHRESMANN.....	T	Topologie algébrique.
Mlle COUSIN.....	T	Biol. animale (S.P.C.N.).	FRANÇON.....	T	Physique (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN.....	T	Chimie minérale.	GLANGEAUD.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
P. DRACH.....	T	Zoologie.	GODEMENT.....	T	Mathématiques (M.P.C.).
KASTLER.....	T	Physique.	PISOT.....	T	Calcul des probabilités.
EPHROSSI.....	T	Génétique.	ROCH (E.).....	T	Géologie.
WURMSER.....	T	Biologie physico-chimique.	SCHATZMANN.....	T	Astrophysique.
RIVIÈRE.....	T	Géologie (S.P.C.N.).	TERMIER.....	T	Paléontologie stratigr.
GAUTHIER.....	T	Biologie végétale (P.C.B.).	ZAMANSKY.....	T	Mathématiques génér.
LUCAS.....	T	Recherches physiques.	JOLIOT.....	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
A. THOMAS.....	T	Biologie cellulaire.	LENNIER.....	T	Physique (P.C.B.).
ARNULF.....	T	Optique appliquée.	RIZET.....	T	Génétique.
M. MORAND.....	T	Enseignement de Phys.	Mme TONNELAT.....	T	Théories physiques.
SOLLEILLET.....	T	Physique.	PIXMIER.....	T	Mathématiques (M.P.C.).
FORTIER.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.	SOUCRAY.....	T	Chimie générale.
DANJON.....	T	Astronomie.	AIGRAIN.....	T	Physique (P.C.B.).
LAPORTE.....	T	Physique générale et Radioactivité.	BRUSSET.....	T	Chimie minérale.
JANET.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	M. LÉVY.....	T	Physique théorique.
PETIT.....	T	Biologie maritime.	IENORMANT.....	T	Physiologie.
QUENEY.....	T	Météorologie et Dynamique atmosphérique.	Mme CHAIX.....	T	Chimie biologique.
GALLIEN.....	T	Embryologie.	Mme HUREL-PY.....	T	Biol. végétale (P.C.B.).
EICHORN.....	T	Biol. végétale (P.C.B.).	PIAUX.....	T	Chimie (P.C.B.).
DE CUGNAC.....	T	Biol. végétale (P.C.B.).	BRUN.....	T	Méc. exper. des fluides.
Mlle CAUCHOIS.....	T	Chimie physique.	LEDERER.....	T	Chimie biologique.
THELLIER.....	T	Physique du Globe.	Mme DUBREIL.....	T	Mathématiques.
L'HÉRIER.....	T	Génétique.	Mme LELONG.....	T	Mathématiques (E.N.S.).
GRIVET.....	T	Radio-électricité.	BELLAI.....	T	Géologie (S.P.C.N.).
PONCIN.....	T	Mécanique des fluides.	GOTTE.....	T	Physique (M.P.C.).
DUBREIL.....	T	Arithmétique et Théorie des nombres.	DUBOIS J. E.....	T	Chimie (S.P.C.N.).
QUELET.....	T	Chimie organique.	LAMOTTE.....	T	Zoologie (E.N.S.).
CAGNIARD.....	T	Géophysique appliquée.	MICHEL.....	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHAMPETIER.....	T	Chimie macromoléculaire.	OLMER.....	T	Energétique générale.
CUVILLIER.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	ROUAULT.....	T	Physique (Enseign.).
JUNG.....	T	Pétrographie.	GAUTHIER.....	T	Mécanique appliquée.
TRILLAT.....	T	Microsc. et Diff. électr.	BARCHEWITZ.....	T	Chimie physique.
WIEMANN.....	T	Chimie organ. et struct.	BROSSEL.....	T	Physique atomique.
JACQUINOT.....	T	Spectroscopie et Physique céleste.	BUSER.....	T	Biologie anim. (P.C.B.).
VASSY.....	T	Physique de l'atmosph.	CAMUS.....	T	Biologie végét. (P.C.B.).
DESTOUCHES.....	T	Théories physiques.	CASTANG.....	T	Physique générale.
M. PRUVOST.....	T	Géologie.	CURIEN.....	T	Minéralogie et Cristal.
			MOYSE.....	T	Physiologie Végétale
			NOIROT.....	T	Evolution des êtres org.
			PANNETIER.....	T	Chimie (P.C.B.).
			POSSOMPES.....	T	Biologie anim. (P.C.B.).
			PULLMANN.....	T	Chimie théorique.
			TEILLAC.....	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
			TONNELAT.....	T	Biologie physico-chim.
			VILLE.....	T	Econometrie.
			WILLIEMART.....	T	Chimie (P.C.B.).
			DOLE.....	T	Chimie.
			FLEMMANN.....	T	Physique (S.P.C.N.).
			GUINOCHE.....	T	Biol. végétale (ORSAY).
			ROLLET.....	T	Chimie (P.C.B.).
			Mlle JOSSEN.....	T	Chimie (P.C.B.).

Secrétaire général..... CH. MONIER.

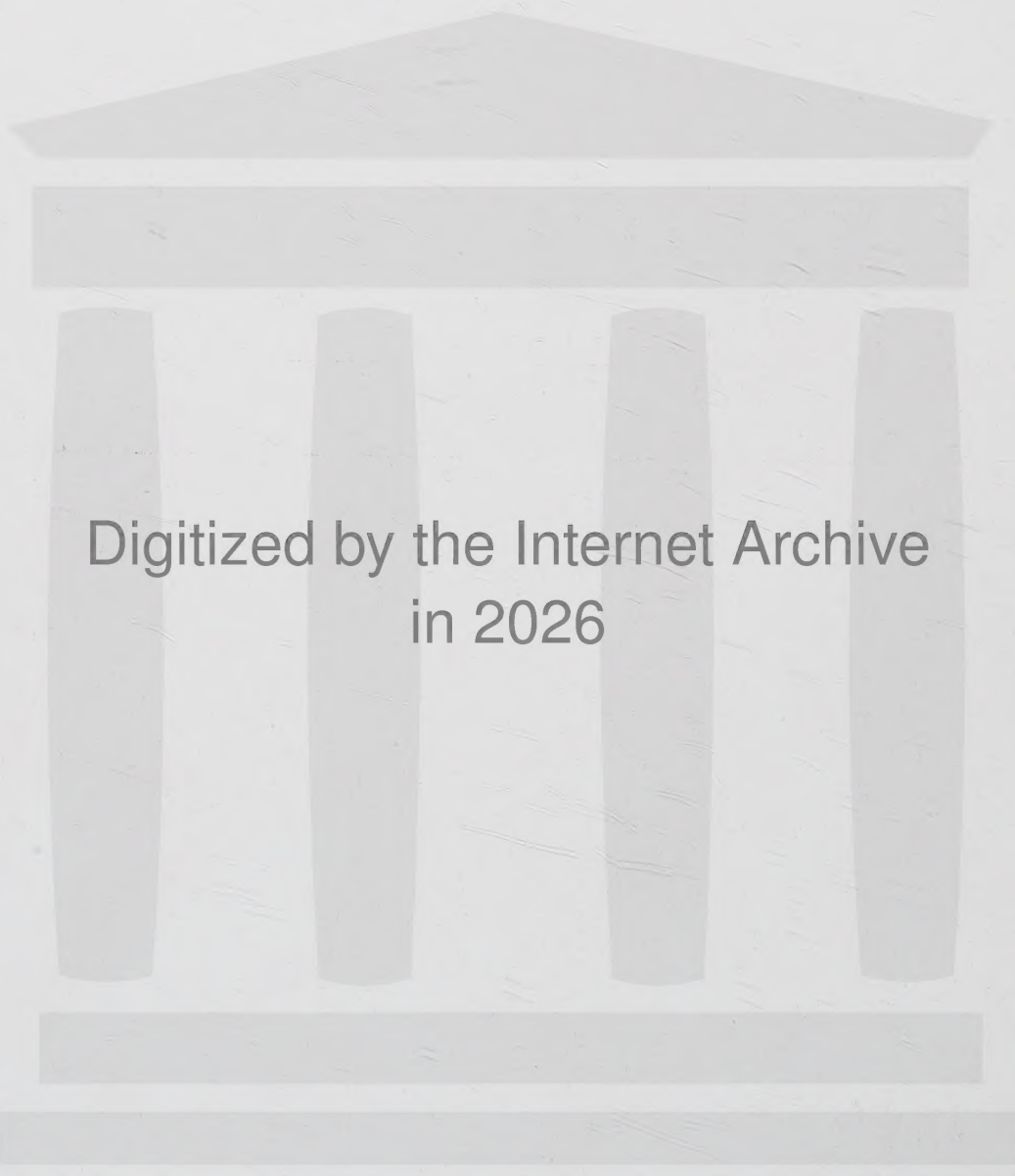
Ce travail a été poursuivi sous la direction de M. le professeur RIBAUD, auquel j'exprime ma profonde gratitude.

Je remercie la direction de l'Institut Français du Pétrole qui m'a fourni les moyens nécessaires pour mener à bien cette étude.

Ma reconnaissance va tout particulièrement à M. VICHNIEVSKY, directeur adjoint de la division Applications à l'Institut Français du Pétrole, pour le soutien et les conseils éclairés qu'il n'a cessé de m'apporter.

Je remercie également M. MONNOT, chef du département Carburants et Combustibles à l'Institut Français du Pétrole, qui a toujours facilité mon travail.

J'ai reçu une aide très précieuse de mes collègues de la Station Claude Bonnier et en particulier de MM. DEVIME, GUÉNOCHE, NÉANT, PERTHUIS et SOUKIASSIAN ; je leur exprime à tous ma reconnaissance.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556006_0013

INTRODUCTION

Malgré son intérêt technique, la combustion normale dans les moteurs à carburation et à allumage commandé a été relativement peu étudiée. L'expérimentation dans ce domaine se heurte en effet à une grosse difficulté qui est la dispersion cyclique ; alors que les cycles successifs d'un moteur Diesel sont parfaitement superposables, dans le cas du moteur à essence classique, la partie du diagramme qui correspond à la combustion varie, parfois considérablement, d'un cycle à l'autre.

Faute de moyens d'investigation, l'étude de ce phénomène est restée pendant longtemps qualitative et la plupart des travaux sur la combustion normale ont été effectués dans des conditions où la dispersion était relativement faible, à l'aide de diagrammes moyens tracés approximativement au centre de la zone dispersée. Sous l'impulsion de R. VICHNIEVSKY, la *Station nationale de recherches Claude BONNIER (Institut Français du Pétrole)* a développé depuis quelques années des techniques de mesure statistique des manifestations aléatoires de la combustion normale ou anormale ; l'objectif était double : assurer la signification des résultats moyens, en opérant sur un nombre de cycles suffisamment élevé, et mesurer effectivement la dispersion considérée comme l'une des caractéristiques fondamentales de la combustion dans le moteur à allumage commandé et susceptible en particulier de contribuer à la qualification des carburants. Ce dernier point de vue, qui s'opposait à la conception attribuant la dispersion à des imperfections de réglage, a trouvé sa confirmation dans des travaux récents de laboratoire (18) qui ont mis clairement en évidence le caractère aléatoire de la propagation en milieu turbulent.

C'est sous cet angle que nous avons abordé ce travail. Le domaine d'investigation a été choisi en fonction du problème technique posé par le fonctionnement des moteurs en mélange pauvre, problème abordé à la *station Claude BONNIER* afin d'améliorer le rendement des moteurs à allumage commandé. Comme l'un des moyens d'action envisagés était la modification de l'écoulement, nous avons pris comme thème principal l'étude de l'influence de la nature du mélange carburé — richesse et nature du carburant — dans différentes conditions de mouvements de gaz. Le phénomène de combustion a été systématiquement envisagé sous ses deux aspects : vitesse moyenne de propagation et dispersion cyclique. Pour modifier les caractéristiques de l'écoulement, nous avons fait varier la vitesse de rotation et utilisé des soupapes d'admission spéciales.

Pour la plupart, les expériences ont été effectuées sur le monocylindre expérimental I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. dont les caractéristiques se prêtent bien aux études sur la combustion : vitesse de rotation élevée, taux de compression variable, culasse comportant quatre orifices pour le montage de divers capteurs. Nous avons également utilisé le moteur standard C. F. R. destiné à la mesure des indices d'octane, ainsi qu'un moteur d'automobile de série, afin d'étendre le domaine d'investigation à des moteurs d'architecture différente.

En ce qui concerne l'appareillage, nous avons complété, en collaboration avec le laboratoire de mesures de l'*Institut Français du Pétrole*, la gamme des appareils disponibles pour la mesure statistique des pressions, de façon à pouvoir explorer entièrement la zone de combustion. Nous avons également fait appel à une deuxième méthode, déjà utilisée à la *station Claude BONNIER* pour l'étude de la combustion anormale, et qui consiste en la mesure statistique des instants de passage

de la flamme en différents points de la chambre de combustion. Ce procédé donne des résultats moins complets que les relevés de pression, mais permet d'obtenir des indications beaucoup plus rapides, et présente, de ce fait, un grand intérêt pour les études techniques de comparaison de carburants. Nous nous sommes attaché à vérifier la concordance de ces deux techniques de mesure.

Au cours de ce travail, nous avons cherché à confronter nos résultats avec les théories de la combustion dans les moteurs. Nous avons ainsi été amené à préciser les hypothèses nécessaires à l'interprétation des diagrammes.

Dans le premier chapitre, nous avons passé en revue les différents facteurs qui régissent le phénomène de combustion, en essayant de dégager les données de recherche fondamentale susceptibles d'être mises à profit pour la compréhension des phénomènes du moteur. C'est ainsi que nous avons examiné, sous cet aspect très limité, quelques résultats concernant les vitesses de déflagration laminares et les vitesses de déflagration turbulentes. Nous avons insisté particulièrement sur les facteurs d'ordre thermodynamique qui sont parfois perdus de vue dans l'interprétation des expériences; nous avons développé un calcul qui permet d'en tenir compte, au moins qualitativement, et qui a été utilisé ensuite pour la discussion des résultats. Les idées actuelles sur la combustion dans le moteur ont été résumées à la fin de ce premier chapitre.

Le deuxième chapitre contient la description des moteurs et appareils de mesure utilisés.

Les méthodes d'interprétation font l'objet du chapitre III: interprétation statistique des résultats bruts, interprétation thermodynamique du diagramme moyen, étude de la dispersion des durées de combustion à l'aide des relevés de pression.

La deuxième partie est consacrée à l'exposé des résultats expérimentaux et à leur discussion.

Le premier chapitre donne les aspects caractéristiques de l'influence de la vitesse de rotation et de la géométrie de la soupape d'admission sur les durées moyennes de combustion et la dispersion cyclique.

Le deuxième chapitre traite de l'influence, sur ces mêmes grandeurs, de la nature du mélange carburé — richesse, nature du carburant — dans les différentes conditions d'écoulement caractérisées par les résultats du premier chapitre.

Nous avons groupé, dans un troisième chapitre, quelques expériences qui sortent du cadre défini plus haut mais sont susceptibles d'apporter des informations complémentaires sur la dispersion cyclique. La discussion de l'ensemble des résultats concernant ce phénomène a été reportée à la fin de ce dernier chapitre.

PRINCIPALES NOTATIONS

P	Pression absolue.	ν	Richesse = $\frac{\text{(masse de carburant/masse d'air) réel}}{\text{(masse de carburant/masse d'air) stœchiométrique}}$
T	Température absolue.	Σ	Aire du front de flamme.
V	Volume spécifique.	$\bar{l}_b$	Distance parcourue par la flamme en propagation isotrope.
v	Volume réel.	U_{01}	Vitesse de déflagration « laminaire ».
ρ	Masse spécifique.	U_{02}	Vitesse de déflagration « turbulente ».
E	Énergie interne spécifique.	t	Temps.
S	Entropie spécifique.	α	Angle de rotation (ou durée de combustion exprimée en angles de rotation).
C_p, C_v	Chaleurs spécifiques à pression et volume constants.	x	Fraction en masse des gaz brûlés à un instant donné.
γ	Rapport des chaleurs spécifiques.	x'	Fraction de la quantité de chaleur cédée aux gaz, compte tenu des pertes aux parois.
R	Constante des gaz parfaits rapportée à l'unité de masse.	$\frac{dx}{dt}$	Vitesse de combustion.
f	Fraction en masse de gaz résiduels.	τ	Taux de compression = $\frac{\text{cylindrée} + \text{espace mort}}{\text{espace mort}}$
Q	Chaleur de réaction rapportée à l'unité de masse du mélange.		
Q'	$Q(1-f)$.		
q_p	Quantité de chaleur cédée aux gaz par les parois.		
M	Masse totale du mélange.		

C	Cylindrée.	Indices	
λ	Rapport bielle/manivelle.	m	Moyenne.
A	Surface du piston.	A	Instant d'allumage.
a	Surface du piston en contact avec la flamme.	F	Instant de fin de combustion.
n	Vitesse de rotation.	F'	Instant de fin d'apport de chaleur, compte tenu des pertes aux parois.
σ	Écart type.	f	État des gaz frais à un instant quelconque.
σ_r	Coefficient de variation = écart type/moyenne.	b	État des gaz brûlés à un instant quelconque.
δ_r	Écart interdécile relatif = écart interdécile/moyenne.		
N	Fréquence cumulée.		
N ₀	Nombre de cycles de référence.		

Sur les figures, les symboles I et II se rapportent aux premier et neuvième déciles respectivement.

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE PREMIER

GÉNÉRALITÉS SUR LA COMBUSTION NORMALE DANS LE MOTEUR A CARBURATION PRÉALABLE ET ALLUMAGE COMMANDÉ ÉTUDE DES FACTEURS THERMODYNAMIQUES

Dans certaines parties de ce chapitre les développements relatifs au moteur seront complétés par le rappel de quelques résultats concernant la combustion à volume constant qui représente un cas limite intéressant par sa relative simplicité.

I. ASPECT QUALITATIF DU PHÉNOMÈNE

A partir du noyau enflammé créé par le passage de l'étincelle d'allumage, le front de flamme se développe dans toutes les directions et se propage à travers la chambre de combustion. La combustion de chaque tranche d'épaisseur dl atteinte par le front de flamme provoque, par l'expansion des produits de combustion auxquels elle donne naissance, une compression des gaz frais et des gaz brûlés. Dans une bombe, la pression croît constamment, alors qu'elle passe par un maximum dans un moteur par suite de la variation de volume engendrée par le mouvement du piston.

Cette compression progressive provoque dans les gaz brûlés un gradient de température important qui peut atteindre plusieurs centaines de degrés en fin de combustion à volume constant, les gaz situés au voisinage du point d'allumage possédant la température la plus élevée. Dans les gaz frais, l'accroissement de pression au cours de la combustion provoque une augmentation de température suivant une loi sensiblement adiabatique ; grâce à l'expansion des gaz brûlés, ils se trouvent animés d'un mouvement qui vient se superposer à des mouvements tourbillonnaires ou à un écoulement éventuel créés avant l'allumage.

L'évolution du phénomène peut être caractérisée à chaque instant par la fraction x de la masse du mélange qui a participé à la combustion. Cette grandeur joue un rôle fondamental dans l'étude de la combustion dans les moteurs. On peut la relier aisément, grâce à des hypothèses simples, au volume total, fonction connue du temps, et à la pression qui est la seule variable thermodynamique sensiblement homogène dans toute la masse et qui est aussi la manifestation utile du phénomène de combustion dans une machine alternative. Nous appellerons vitesse de combustion la dérivée $\frac{dx}{dt}$,

grandeur essentielle du point de vue technique, car il s'agit de brûler dans des limites de temps données une certaine masse de mélange.

On utilise également la notion de vitesse de propagation de la flamme ou vitesse de la flamme par rapport aux parois. C'est une grandeur définie en chaque point du front de flamme ; sa valeur locale, ou mesurée suivant une direction déterminée, ne peut pratiquement être reliée aux caractéristiques essentielles du système en combustion (pression et fraction brûlée) que dans le cas où la propagation s'effectue de façon isotrope ; dans ces conditions, à chaque instant, le front de flamme a la forme d'une portion de sphère centrée sur la bougie d'allumage et, en tous ses points, les vecteurs vitesse, de même amplitude, sont dirigés suivant les rayons de la sphère. Dans la suite de ce travail, nous serons amené à utiliser la vitesse de propagation moyenne entre le point d'allumage et des points donnés de la chambre de combustion dans des expériences où la propagation n'est certainement pas sphérique ; mais nous ne considérerons cette grandeur que comme un repère, après avoir vérifié dans des cas particuliers que sa variation en fonction des facteurs étudiés suivent fidèlement celle de la vitesse de combustion $\frac{dx}{dt}$ ou de la loi $x(t)$.

Vitesse de combustion et vitesse de propagation dépendent explicitement de nombreux facteurs, d'ailleurs susceptibles de réagir les uns sur les autres :

Facteurs géométriques et cinématiques : dimensions et forme de la chambre de combustion, loi du mouvement du piston ;

Facteurs aérodynamiques : mouvements des gaz avant et pendant la combustion ;

Facteurs thermodynamiques : conditions initiales, chaleur de réaction, propriétés thermodynamiques du mélange carburé et des produits de combustion ;

Facteurs chimiques : cinétique de la réaction, mécanisme de la propagation.

La compréhension du phénomène implique la connaissance de l'influence relative de ces différents facteurs.

II. FACTEURS INTERVENANT DANS LA COMBUSTION EN VASE CLOS

1. Facteurs chimiques. Vitesse de déflagration laminaire.

Les facteurs chimiques peuvent être remplacés par le facteur vitesse de déflagration « laminaire » qui est la projection sur la normale au front de flamme de la vitesse de la flamme par rapport aux gaz frais dans un écoulement supposé laminaire ; sous une forme équivalente, c'est le volume de gaz frais traversant dans l'unité de temps l'unité de surface du front de flamme. La vitesse de déflagration U_{oi} ne dépend que de la nature du mélange carburé (nature du carburant et richesse), de sa pression et de sa température.

La mesure de cette grandeur présente de sérieuses difficultés, notamment dans l'évaluation de la surface réelle du front de flamme [GARNER, LONG et ASHFORTH (1) ; GUÉNOCHE et JOUY (2)].

Aussi des divergences sont-elles souvent constatées entre les résultats obtenus par les différentes méthodes : brûleur, tube, bombe sphérique avec allumage central [GAYDON et WOLFARD (3)]. Dans ce qui suit, nous discuterons surtout les données concernant les carburants que nous avons utilisés : benzène, isooctane, essence.

En fonction de la concentration, la vitesse de déflagration passe par un maximum situé à une richesse de l'ordre de 1,05 pour la plupart des mélanges, tout au moins avec les mesures effectuées sur brûleur et en tube ; certaines mesures réalisées en bombe sphérique ont donné un maximum situé à une richesse nettement supérieure [MANTON et MILLIKAN (4)].

L'influence de la température a été longtemps tenue pour relativement faible.

En général on admet actuellement que la vitesse de déflagration augmente fortement avec la température. Ainsi HEIMEL et WEAST (5) ont établi les relations expérimentales suivantes, pour les concentrations correspondant au maximum de vitesse :

Pour le benzène entre $T = 298^{\circ}\text{K}$ et $T = 700^{\circ}\text{K}$:

$$U_{oi} = 30 + 7,910 \cdot 10^{-7} T^{2,92}$$

Pour l'isooctane entre $T = 298^{\circ}\text{K}$ et $T = 707^{\circ}\text{K}$:

$$U_{oi} = 12,1 + 8,362 \cdot 10^{-5} T^{2,19}$$

Pour l'heptane normal entre $T = 298^{\circ}\text{K}$ et $T = 579^{\circ}\text{K}$:

$$U_{oi} = 10,8 + 2,493 \cdot 10^{-5} T^{2,39}$$

Dans le cas de l'isooctane, U_{oi} varie de 35 cm/s à 298°K , à 165 cm/s à 707°K .

L'influence de la température semble être du même ordre aux différentes concentrations. L'intervalle de température considéré est malheureusement trop faible pour couvrir l'ensemble des conditions rencontrées dans le moteur où la température des gaz frais atteint déjà 500 à 600°K au moment de l'inflammation. GAUDRY (6) a obtenu des résultats semblables avec les mélanges butane-air. En revanche KHITRIN et GOLOVINA (7) ont trouvé une variation nettement plus faible avec une essence légère d'aviation. Leurs résultats sont présentés sous la forme générale :

$$U_{oi} = (U_{oi})_{\theta=0} + \varphi(w, c) \theta^n \quad \text{valable entre } 17^{\circ}\text{C et } 227^{\circ}\text{C}$$

θ étant la température exprimée en degrés centésimaux et φ une fonction qui ne dépend que de la concentration c lorsque le régime est laminaire et dépend en outre de la vitesse d'écoulement dans le cas du régime turbulent.

L'exposant n est égal à 1,3 quelles que soient les conditions expérimentales.

En régime laminaire :

$$\begin{aligned} \varphi &= 2 \cdot 10^{-4} \text{ m/s} && \text{pour les mélanges pauvres} \\ \varphi &= 1,5 \cdot 10^{-4} && \text{pour les mélanges riches} \end{aligned}$$

Pour le mélange stœchiométrique, U_{oi} varierait, d'après ces auteurs, de 33 cm/s à 17°C à 57 cm/s à 226°C .

En fonction de la pression, la vitesse de déflagration laminaire varie, sur un intervalle étendu, suivant la relation :

$$U_{oi} = k \cdot p^n \quad \text{où } k \text{ est une constante.}$$

MANTON et MILLIKAN (4) opérant par la méthode de la bombe sphérique ont obtenu une loi générale reliant n à la vitesse de déflagration sans que la nature du mélange intervienne explicitement. L'exposant n est négatif pour les mélanges dont la vitesse est inférieure à 50 cm/s ; il augmente avec la vitesse dans cette région, s'annule sur un large intervalle allant de $U_{oi} = 50 \text{ cm/s}$ à $U_{oi} = 100 \text{ cm/s}$ et croît de nouveau, avec des valeurs positives, pour $U_{oi} > 100 \text{ cm/s}$. L'existence d'exposants positifs est très controversée [COMBOURIEU (8)]. D'autre part, pour les mélanges à faible vitesse de déflagration, les valeurs absolues de n données par MANTON et MILLIKAN sont beaucoup plus faibles que celles obtenues par GARNER, LONG et ASHFORTH (9) qui ont étudié, par la méthode du brûleur, l'influence de la pression avec les mélanges air-benzène, air-heptane, air-isooctane. D'après ces auteurs, l'exposant n prendrait les valeurs suivantes aux pressions subatmosphériques et pour la richesse 1 :

$$\begin{aligned} n &= -0,23 \text{ à } -0,31 && \text{pour le benzène} \\ n &= -0,39 && \text{pour l'isooctane} \\ n &= -0,36 && \text{pour l'heptane} \end{aligned}$$

D'après les données de MANTON et MILLIKAN, l'exposant n serait seulement de l'ordre de $-0,05$ pour les mélanges ayant, comme dans le cas des hydrocarbures précédents, une vitesse de déflagration de l'ordre de 40 cm/s.

En outre, suivant la référence (9), l'influence de la pression serait du même ordre aux différentes concentrations alors que la référence (4) fait prévoir une réduction de la vitesse de déflagration plus grande en mélange pauvre qu'en mélange stœchiométrique.

Ces résultats ne concernent que les faibles pressions ; or la valeur de n est susceptible de varier avec l'intervalle considéré. Ainsi la vitesse de déflagration des mélanges méthane-air [SMITH et AGNEW (10)] diminue constamment avec la pression depuis 1 atm jusqu'à 20 atm, mais la variation est plus importante aux pressions élevées.

Au cours d'une combustion à volume constant, la pression et la température des gaz frais varient simultanément. Même en admettant une influence indépendante de ces deux facteurs, il est difficile de prévoir l'ordre de grandeur de la variation de U_{oi} au cours de la propagation, en raison de l'incertitude sur l'effet de la pression. L'interprétation des résultats obtenus en bombe sphérique met généralement en évidence un accroissement très important de la vitesse de déflagration entre le début et la fin de la propagation. FIOCK, MARVIN, CALDWELL et ROEDER (11) ont ainsi trouvé que, pour les mélanges $C_6H_6 + 7,5 (O_2 + 1,72 N_2)$, la vitesse de déflagration passe de 200 à 350 cm/s pour un accroissement de pression de 100 à 240 cm Hg absolus. Il est cependant possible que, dans ces expériences, les mouvements de gaz et les vibrations induites par l'expansion des gaz brûlés altèrent la surface du front de flamme et conduisent à des valeurs apparentes trop élevées de la vitesse de déflagration. Certaines particularités qui apparaissent dans les résultats en question ne peuvent d'ailleurs, au dire même des auteurs, s'expliquer par la seule influence de la pression et de la température. Cette remarque peut s'appliquer d'une façon générale à la méthode de la bombe, lorsque les mélanges étudiés ont une vitesse de déflagration élevée.

2. Influence des mouvements de gaz désordonnés. Vitesse de déflagration turbulente.

Au cours de la combustion dans un moteur, les gaz frais sont animés de mouvements complexes ; on peut distinguer, *grosso modo*, le mouvement dirigé des gaz frais dû à l'expansion des gaz brûlés et les mouvements tourbillonnaires préexistant au moment de l'allumage, induits par le processus d'admission et par le mouvement du piston, et plus ou moins modifiés par le phénomène de combustion lui-même. Nous exposerons plus loin dans quelle mesure on peut tenir compte de la première composante.

En ce qui concerne le second point, nos connaissances restent très fragmentaires. Les travaux expérimentaux et théoriques à caractère fondamental ont surtout porté sur la combustion à pression constante dans un écoulement unidimensionnel à turbulence isotrope.

D'autre part, la configuration de l'écoulement existant dans le moteur est très mal connue ; les quelques études faites sur ce sujet montrent l'existence de mouvements tourbillonnaires à grande échelle. Dans certaines chambres de combustion de forme spéciale ou munies de soupapes à déflexeur, étudiées pour créer un mouvement dirigé de l'ensemble de la charge, les dimensions des tourbillons peuvent atteindre l'ordre de grandeur de celles de la chambre ; les conditions dans lesquelles s'effectue la combustion sortent alors évidemment du cadre des travaux sur la propagation dans un écoulement unidimensionnel à turbulence isotrope. Les résultats de ces recherches peuvent néanmoins servir de guide pour la compréhension des phénomènes, notamment dans le cas de chambres de combustion compactes avec soupape classique, où l'on peut admettre l'existence d'un mouvement désordonné grossièrement isotrope. Nous allons les résumer brièvement.

Le mode d'action de la turbulence, qui dans tous les cas accroît la vitesse de propagation, dépend essentiellement de l'ordre de grandeur de l'échelle par rapport à l'épaisseur de la flamme laminaire.

Si l'échelle est petite par rapport à cette épaisseur, l'influence de la turbulence résulte de l'accroissement de la diffusion et du taux de transfert de chaleur sur le front de flamme. DAMKOHLER (12) a traduit ce fait par la relation :

$$U_{ot} = U_{ol} \sqrt{\frac{\chi_t}{\chi_e}}$$

où :

U_{ot} est la nouvelle vitesse de déflagration en présence de la turbulence ;

χ_t le coefficient d'échange thermique turbulent ;

χ_e la diffusivité thermique.

Dans le cas qui nous intéresse, la turbulence à petite échelle par rapport à l'épaisseur de la flamme ne peut occuper dans le spectre qu'une position extrême et coexiste toujours avec des mouvements à grande échelle dont l'importance est prépondérante. La turbulence à grande échelle a pour effet d'accroître la surface du front de flamme qui se trouve soumise à des fluctuations désordonnées autour de sa position moyenne (fig. 1). Si l'on fait abstraction de l'influence de la turbulence à petite échelle et de la courbure de la flamme (13), la vitesse de déflagration reste à chaque instant égale à la vitesse laminaire U_{ol} en tous les points du front de flamme déformé. Le processus macroscopique de la propagation est régi par le déplacement du front de flamme moyen par rapport aux gaz frais, qui s'effectue avec la vitesse normale U_{ot} (vitesse turbulente de déflagration). Nous supposons dans ce qui suit que la dimension des aspérités est faible par rapport à celle du front de flamme.

Par définition, la vitesse U_{ot} a une valeur telle que le volume des gaz frais traversant le front de flamme moyen avec la vitesse normale U_{ol} pendant le temps dt égale le volume qui traverse le front de flamme réel, d'aire moyenne Σ :

$$\Sigma_m U_{ot} dt = \Sigma U_{ol} dt \quad [1]$$

d'où :

$$U_{ot} = U_{ol} \frac{\Sigma}{\Sigma_m} \quad [2]$$

On admet actuellement que la valeur de $\frac{\Sigma}{\Sigma_m}$ résulte de la combinaison de trois facteurs :

La turbulence initiale, qui tend à accroître l'aire de la flamme ;

La vitesse laminaire de déflagration, qui tend à réduire cette aire ;

La turbulence induite par la combustion, qui amplifie l'effet du premier facteur.

L'influence de ces trois facteurs n'a été reconnue que progressivement. Un certain nombre de publications sur la combustion dans les moteurs se référant à des résultats obtenus au cours du développement de cette question, il convient d'en rappeler succinctement les principales étapes.

Comme il est difficile de déterminer les paramètres de la turbulence dans un moteur, nous porterons surtout notre attention sur l'influence de la nature du mélange carburé (U_{ol}) sur la valeur de U_{ot} .

Les premiers travaux dans ce domaine sont dus à DAMKOHLER (12) qui assimile les aspérités du

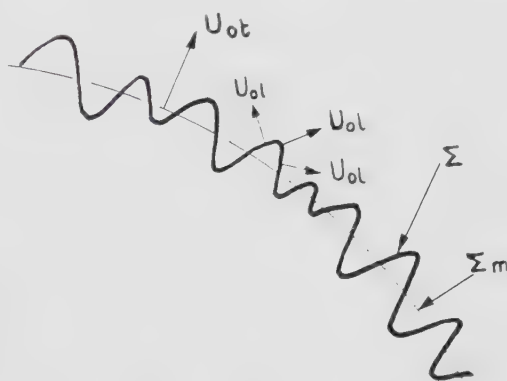


FIG. 1.

front de flamme à des cônes et admet que leur aire, par unité d'aire du front de flamme moyen, est en moyenne proportionnelle à l'intensité de la turbulence u' , d'où :

$$U_{ot} = k u' \quad [3]$$

k étant une constante pour un mélange et des conditions de pression et de température donnés.

SCHULKINE (14) a critiqué le raisonnement de DAMKOHLER en faisant remarquer que la formule [3] conduit à $U_{ot} = 0$ en l'absence de turbulence. Reprenant le modèle proposé par DAMKOHLER, SCHULKINE admet que le rayon de base moyen des cônes est de l'ordre de l'échelle de turbulence l et leur hauteur de l'ordre de $\frac{l}{U_{oi}} u'$, produit de l'intensité u' par le temps $\frac{l}{U_{oi}}$ pendant lequel un élément de flamme est associé à l'existence d'un tourbillon ; en conséquence, l'aire latérale moyenne peut s'écrire :

$$\Sigma_{latérale} = A l^2 \sqrt{1 + \frac{B u'^2}{U_{oi}^2}} \quad [4]$$

où A et B sont des coefficients numériques de l'ordre de l'unité, ce qui conduit à l'expression de U_{ot} :

$$U_{ot} = U_{oi} \frac{\Sigma_{latérale}}{\Sigma_{base}} = U_{oi} A' \sqrt{1 + \frac{B u'^2}{U_{oi}^2}}$$

$A' = 1$, puisque pour $u' = 0$, on doit avoir :

$$U_{ot} = U_{oi}$$

et en définitive :

$$\frac{U_{ot}}{U_{oi}} = \sqrt{1 + \frac{B u'^2}{U_{oi}^2}} \quad [5]$$

Ce résultat comme celui de DAMKOHLER ne dépend pas de l'échelle de turbulence.

On voit d'après [5] que l'influence de la turbulence serait d'autant plus marquée que la vitesse laminaire de déflagration est plus faible.

Lorsque u' est très supérieure à U_{oi} , U_{ot} tend vers $B u'$ et devient indépendant de la vitesse laminaire de déflagration et, par suite, de la nature du mélange. Comme nous le verrons plus loin, on a tenté de relier cette conclusion aux résultats obtenus sur moteur.

En fait les expériences effectuées sur brûleur par BOLLINGER et WILLIAMS (15) ont montré que les vitesses de déflagration turbulentes de mélange, ayant des vitesses laminaires différentes, ne tendent pas du tout vers une limite commune lorsqu'on augmente l'intensité de la turbulence. Les mélanges utilisés étaient :

$$\begin{cases} \text{mélange air-acétylène} &= U_{oi} = 147 \text{ cm/s} \\ \text{mélange air-éthylène} &= U_{oi} = 70 \text{ cm/s} \\ \text{mélange air-propane} &= U_{oi} = 45 \text{ cm/s} \end{cases}$$

La richesse correspondait, dans chaque cas, au maximum de la courbe $U_{ot} = f(r)$.

L'intensité maximale de la turbulence était de l'ordre de 40 cm/s.

Les auteurs ont pu grouper l'ensemble de leurs résultats dans la formule :

$$U_{ot} = 0,171 U_{oi} d^{0,2564} \mathcal{R}^{0,231} \quad [6]$$

où d est le diamètre du brûleur, $\mathcal{R}$ le nombre de Reynolds de l'écoulement.

Il s'agit là d'une corrélation statistique ; en réalité, les résultats expérimentaux montrent que, pour un même brûleur et un même nombre de Reynolds, le rapport $\frac{U_{oi}}{U_{oi}}$ diminue légèrement avec U_{oi} : pour les nombres de Reynolds les plus élevés, $\frac{U_{oi}}{U_{oi}}$ se trouve réduit de 25 % environ lorsqu'on passe de l'acétylène au propane. Le sens de cette variation est inverse de celui prévu par la théorie.

Par ailleurs, l'influence des paramètres de la turbulence n'est pas non plus correctement représentée.

La question a été reprise sous un angle différent par KARLOVITZ, DENNISTON et WELLS (16), puis par SCURLOCK et GROVER (17) qui, pour obtenir l'aire de la flamme turbulente, additionnent la composante due au mouvement d'agitation et celle due à la vitesse de déflagration laminaire. Dans le terme relatif au mouvement d'agitation il est tenu compte de deux effets : turbulence préexistante et turbulence induite par la flamme. Par ailleurs le facteur temps intervient explicitement dans la description du phénomène, par sa valeur relative par rapport au temps caractéristique de la turbulence. Il n'y a pas lieu de reproduire ici des développements relativement complexes qui, même si l'on n'a en vue que l'influence de la nature du mélange, nécessitent la connaissance des paramètres de la turbulence et que par conséquent nous ne pouvons utiliser dans l'interprétation de nos expériences.

Nous nous contenterons d'indiquer comment la théorie de SCURLOCK et GROVER, appliquée dans les conditions utilisées expérimentalement par BOLLINGER et WILLIAMS, d'une part, MICKELSEN et ERNSTEIN (18), d'autre part, rend compte de l'influence de la nature du mélange sur la vitesse turbulente de déflagration. L'interprétation dans le premier cas a été effectuée par SCURLOCK et GROVER ; leur calcul conduit, comme la théorie de SCHELKINE, à des valeurs du rapport $\frac{U_{oi}}{U_{oi}}$ d'autant plus élevées que U_{oi} est plus faible, résultat en contradiction avec l'expérience ; ainsi, pour les plus fortes intensités de turbulence, $\frac{U_{oi}}{U_{oi}}$ correspondant au propane dépasse de 30 % environ la valeur obtenue dans le cas de l'acétylène ; ceci est dû à l'influence supposée de la vitesse laminaire de déflagration sur l'aire du front de flamme. L'écart se trouve évidemment amplifié si l'on néglige l'influence de la turbulence induite par la flamme, d'autant plus intense que U_{oi} est plus grand ; $\frac{U_{oi}}{U_{oi}}$ calculé dans ces conditions augmenterait de plus de 60 % lorsqu'on passe de l'acétylène au propane. D'après les éléments fournis, il semble que la théorie de SCHELKINE donne dans ce cas des résultats voisins de ceux obtenus par SCURLOCK et GROVER, en tenant compte de la turbulence induite par la combustion. MICKELSEN et ERNSTEIN ont interprété de la même façon leurs mesures effectuées sur un noyau sphérique se développant dans un écoulement turbulent ; ils utilisaient des mélanges air-propane à différentes richesses, avec une intensité de turbulence allant jusqu'à 1 m/s. Les expérimentateurs ont constaté une dispersion importante des résultats qu'ils attribuent au caractère statistique de la turbulence ; la vitesse turbulente de déflagration a donc été considérée comme une variable aléatoire et la fréquence cumulée constitue le paramètre des tableaux de résultats. En moyenne, pour une valeur donnée de la fréquence cumulée, le rapport $\frac{U_{oi}}{U_{oi}}$ tend à augmenter en fonction de la richesse dans le domaine des mélanges pauvres, reste sensiblement constant entre les richesses 1 et 1,2 environ puis tend à augmenter de nouveau avec la richesse dans le domaine des mélanges riches. Le calcul par la méthode de SCURLOCK et GROVER donne une courbe qui présente un minimum très peu accentué aux environs de la richesse 1,15. Par rapport à l'expérience, la variation en fonction de la richesse est donc de même sens en mélange riche, de sens contraire en mélange pauvre.

La théorie de SCHELKINE conduit ici à des résultats en désaccord beaucoup plus net avec les mesures.

Après avoir indiqué le sens de variation en fonction de la nature du mélange, nous devons encore signaler que, dans les deux cas examinés, les valeurs mesurées de U_{oi} sont notablement inférieures aux valeurs calculées par les différentes théories.

Nous reviendrons sur ces travaux expérimentaux au cours de la discussion de nos propres résultats.

3. Influence des facteurs thermodynamiques et géométriques.

a. Combustion dans les moteurs.

Nous pouvons nous faire une idée de la façon dont ces facteurs interviennent en écrivant les équations qui définissent l'évolution de la combustion dans les moteurs.

Nous utiliserons les hypothèses suivantes :

a) Le front de flamme sera considéré comme une surface de discontinuité séparant les gaz frais et les gaz brûlés et d'épaisseur négligeable par rapport au parcours de la flamme ; en fait, pour tenir compte de la turbulence, nous ferons usage de la notion de vitesse « turbulente » de déflagration définie au paragraphe précédent et associée à celle de « front de flamme moyen » ; de part et d'autre de ce front de flamme fictif se situe une zone d'épaisseur finie contenant des gaz frais et des gaz brûlés, où les échanges thermiques peuvent être intenses ; le volume de cette zone qui dépend de l'échelle et de l'intensité de la turbulence n'est vraisemblablement pas négligeable, mais il paraît très difficile d'évaluer cette erreur.

b) Nous supposons la vitesse de propagation identique dans toutes les directions et le front de flamme sera assimilé à une portion de sphère centrée sur la bougie d'allumage ; nous utiliserons notamment cette hypothèse dans le calcul de la surface du front de flamme à partir du volume brûlé ; en réalité les mouvements de gaz à grande échelle existant dans la chambre de combustion au moment de l'allumage sont susceptibles de créer des directions de propagation privilégiées et par ailleurs la proximité d'une paroi peut déformer un front de flamme initialement sphérique, selon toute vraisemblance en modifiant le mouvement des gaz frais dû à l'expansion des gaz brûlés. Malgré cela on peut penser que l'hypothèse d'un front de flamme sphérique permet de tenir compte de l'allure générale de la variation de l'aire de la flamme en fonction de sa position.

c) Le régime d'écoulement résultant de l'expansion des gaz brûlés sera supposé établi à chaque instant.

d) Les échanges de chaleur avec les parois seront négligés.

e) L'équilibre physicochimique sera supposé réalisé à chaque instant dans les gaz frais et dans les gaz brûlés.

f) La vitesse de propagation sera supposée suffisamment faible pour que la pression puisse être à chaque instant considérée comme uniforme dans tout le volume de la chambre de combustion.

Il est vraisemblable que les deux dernières hypothèses n'entraînent que des erreurs négligeables par rapport à celles dues aux hypothèses *b*, *c*, *d*.

Nous indiquerons au cours du développement les autres approximations, non essentielles, utilisées pour simplifier les calculs.

Les équations seront établies dans le cas général de la combustion à volume variable.

En écrivant l'expression de la masse de mélange brûlé pendant le temps dt , on obtient la relation entre la vitesse de combustion et la vitesse de déflagration :

$$Mdx = \rho_f \Sigma U_{oi} dt$$

ou :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\rho_f}{M} \Sigma U_{ot} \quad [7]$$

Dans le cas général, U_{ot} est la vitesse turbulente de déflagration et Σ le front de flamme moyen. Grâce à l'hypothèse de l'évolution isentropique des gaz frais, nous pouvons écrire :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\rho_A}{M} \left(\frac{P}{P_A} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} \Sigma U_{ot} = \frac{\Sigma}{v_A} \left(\frac{P}{P_A} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} U_{ot} \quad [8]$$

en adoptant une valeur moyenne pour le rapport des chaleurs spécifiques des gaz frais. *A priori* U_{ot} dépend, pour un mélange donné, de la température et de la pression des gaz frais ainsi que de l'état de turbulence de la charge. En l'absence de données suffisantes, nous nous contenterons d'utiliser une valeur moyenne constante de U_{ot} ; Σ , surface du front de flamme supposé sphérique, est une fonction du volume des gaz brûlés et de la position du piston, donc du temps.

Pour intégrer il est donc nécessaire d'adjoindre à l'équation [8] les équations donnant le volume brûlé et la pression en fonction de x et de t .

Le volume brûlé s'exprime simplement par :

$$v_b = v - v_f = v - (1 - x) \frac{M}{\rho_f} = v - (1 - x) v_A \left(\frac{P_A}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} \quad [9]$$

Nous ferons appel au principe de la conservation de l'énergie pour obtenir une nouvelle équation liant la pression à la fraction brûlée et au temps :

$$x ME_b + (1 - x) ME_f = ME_A - \int_{v_A}^v P dv \quad [10]$$

ou encore, en introduisant les variations d'énergie interne et la chaleur de réaction Q' à la température de référence choisie :

$$x M \Delta E_b + (1 - x) M \Delta E_f = M \Delta E_A + x M Q' - \int_{v_A}^v P dv \quad [11]$$

Il convient de remarquer que Q' représente la chaleur de réaction du mélange des gaz frais aspirés pendant l'admission et des gaz brûlés résiduels subsistant dans le cylindre à la fin de l'échappement précédent :

$$Q' = Q (1 - f) \quad [12]$$

Un calcul rigoureux tenant compte de la variation des chaleurs spécifiques avec la température et de la dissociation serait inextricable. Nous simplifierons en adaptant la méthode proposée par RIBAUD (19) dans le cas de la combustion à volume constant. Les chaleurs spécifiques des gaz frais et des gaz brûlés seront supposées constantes et égales à une même valeur moyenne et la variation du nombre de moles due à la réaction sera négligée. Comme nous le verrons plus loin, ce procédé se justifie pleinement.

Avec ces hypothèses, [11] devient :

$$Pv = P_A v_A + x (\gamma_m - 1) M Q' - (\gamma_m - 1) \int_{v_A}^v P dv \quad [13]$$

ou sous forme différentielle :

$$dP = \frac{(\gamma_m - 1) M Q'}{v} dx - \gamma_m \frac{P}{v} \cdot \frac{dv}{dt} dt \quad [14]$$

Nous allons préciser le calcul de γ_m dont la détermination présente a priori quelque difficulté.

Dans le cas d'une combustion à volume constant, [13] s'écrit :

$$P = P_A + x \frac{(\gamma_m - 1) MQ'}{v_A} \quad [16]$$

ou encore :

$$P = P_A + x (P_F - P_A)$$

qui est la relation classique de FLAMM et MACHE (20).

On retrouve avec une excellente approximation une relation linéaire entre P et x si l'on effectue un calcul complet, tenant compte des propriétés thermodynamiques réelles des gaz et du gradient de température dans les produits de combustion. Nous avons fait cette vérification en collaboration avec R. VICHNIEVSKY (21) pour des conditions voisines de celles rencontrées dans le moteur : mélange air-essence à la richesse 1, $P_A = 8 \text{ kg/cm}^2$, $T = 615^\circ \text{K}$. L'écart maximum avec la loi linéaire ne dépasse pas 1 %. On peut admettre que cette conclusion ne dépend pas des conditions particulières choisies ; GAUDRY (6) a obtenu un résultat semblable dans le cas de la combustion de l'oxyde de carbone, avec une pression initiale de 1 atm et une température de 300°K .

Il est donc possible, par un choix convenable de γ_m , de faire coïncider le résultat du calcul simplifié et celui du calcul rigoureux. Nous utiliserons pour cela une autre conclusion des travaux précités : l'égalité, avec une bonne approximation, de la pression finale calculée en tenant compte du gradient de température, et de la pression calculée en admettant une combustion instantanée. Cette dernière valeur (P_F) s'obtient facilement sur un diagramme entropique à l'intersection de l'isochore V_A et de l'isoénergétique $\Delta E = \Delta E_A + Q(1-f)$.

La valeur de $(\gamma_m - 1) Q(1-f)$ à utiliser dans la relation [15] est alors :

$$(\gamma_m - 1) Q(1-f) = (P_F - P_A) v_A \quad [16]$$

Nous admettrons que ce même procédé reste valable pour le calcul de la valeur de γ_m dans l'équation [13] qui correspond au cas général de la combustion à volume variable. Le tableau I montre que la quantité $(\gamma_m - 1) Q(1-f)$ ne dépend pratiquement pas des conditions initiales P_A , V_A sur un très large intervalle de variation : le calcul peut donc s'effectuer sans ambiguïté, même si la combustion s'effectue à volume variable.

TABLEAU I.

VALEUR DE $(\gamma_m - 1) Q(1-f) = (P_F - P_A) V_A$ EN FONCTION DES CONDITIONS INITIALES P_A , V_A

$Q(1-f) = 578 \text{ kcal/kg}$ (richesse 1,25 $\tau = 6,5$)

Les états P_A , V_A sont situés sur l'isentropique passant par le point :

$P = 0,9 \text{ kg/cm}^2$ $T = 373^\circ \text{K}$

P_A (kg/cm ²)	V_A (m ³ /kg)	ΔE_A (kcal/kg)	ΔE_F (kcal/kg)	P_F (kg/cm ²)	$(\gamma_m - 1) Q(1-f)$ (kgm kg)
0,9	1,15	24	602	7	7 10 ⁴
2,1	0,6	37	615	13,8	7 10 ⁴
4,35	0,344	54	632	24	6,8 10 ⁴
6,8	0,25	66	644	34	6,8 10 ⁴
10,8	0,177	83	661	49	6,8 10 ⁴

Il est ainsi possible de tenir compte, sans complications excessives, des propriétés thermodynamiques particulières des mélanges utilisés.

En définitive, l'évolution de la combustion est décrite par le système :

$$\left. \begin{aligned} a) \quad dx &= \frac{\Sigma}{v_A} \left(\frac{P}{P_A} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} U_{0t} dt \\ b) \quad dP &= \frac{(\gamma_m - 1) MQ (1 - f)}{v} dx - \gamma_m P \left(\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{dt} \right) dt \\ c) \quad v_b &= v - (1 - x) v_A \left(\frac{P_A}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} \end{aligned} \right\} \quad [17]$$

v est une fonction connue du temps :

$$v = \frac{C}{2} \left(\frac{\tau + 1}{\tau - 1} - \cos 2\pi nt + \frac{\sin^2 2\pi nt}{\lambda} \right) \quad [18]$$

Σ une fonction du volume brûlé et du temps qui peut être déterminée graphiquement.

Dans les études sur moteur il est commode de remplacer le temps par l'angle de rotation α , exprimé en degrés :

$$\left. \begin{aligned} a) \quad dx &= \frac{\Sigma}{v_A} \left(\frac{P}{P_A} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} \frac{U_{0t}}{6n} \cdot d\alpha \\ b) \quad dP &= \frac{(\gamma_m - 1) MQ (1 - f)}{v} dx - \gamma_m P \left(\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{d(2\pi nt)} \right) \cdot 0,0174 d\alpha \\ c) \quad v_b &= v - (1 - x) v_A \left(\frac{P_A}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} \end{aligned} \right\} \quad [17 \text{ bis}]$$

Cette forme est particulièrement intéressante du fait que U_{0t} suit en première approximation une loi linéaire en fonction de la vitesse de rotation n et que, pour un volume brûlé donné, l'aire du front de flamme, Σ , ne dépend du temps que par la position du piston.

On peut intégrer par une méthode d'itération. Connaissant l'état du système à l'instant t (angle de rotation α), on calculera successivement pour un accroissement Δx donné :

$$\begin{aligned} \Delta \alpha_1 &= \frac{v_A \left(\frac{P_A}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}}}{\Sigma \left(\frac{U_0}{6n} \right)} \cdot \Delta x ; v_{\alpha + \Delta \alpha_1} v_M = \frac{v_\alpha + v_{\alpha + \Delta \alpha_1}}{2} \\ \Delta P_1 &= \frac{(\gamma_m - 1) MQ (1 - f)}{v_M} \cdot \Delta x - \gamma_m P_\alpha \left[\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{d(2\pi nt)} \right]_\alpha \cdot 0,0174 \Delta \alpha_1 \\ (v_b)_{\alpha + \Delta \alpha_1} &= v_{\alpha + \Delta \alpha_1} - [1 - (x + \Delta x)] v_A \left(\frac{P_A}{P + \Delta P_1} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} \\ \Sigma_{\alpha + \Delta \alpha_1} &= f[(v_b)_{\alpha + \Delta \alpha_1}, \alpha + \Delta \alpha_1] \end{aligned}$$

Le calcul sera repris dans une deuxième approximation :

$$\Delta \alpha_2 = \frac{v_A \left(\frac{P}{P_A} \right)_M^{\frac{1}{\gamma_f}}}{\Sigma_M \frac{U_{0t}}{6n}} \cdot \Delta x$$

$$\Delta P_2 = \frac{(\gamma_m - 1) MQ (1 - f)}{v_M} \Delta x - \gamma_m P_M \left[\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{d(2\pi nt)} \right]_M \cdot 0,0174 \Delta \alpha_2$$

$$(v_b)_{\alpha + \Delta \alpha_2} = v_{\alpha + \Delta \alpha_2} - [1 - (x + \Delta x)] v_A \left(\frac{P_A}{P + \Delta P_2} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}}$$

$$\Sigma_{\alpha + \Delta \alpha_2} = f[(v_b)_{\alpha + \Delta \alpha_2}, \alpha + \Delta \alpha_2]$$

l'indice M se rapportant aux valeurs moyennes entre α et $\alpha + \Delta \alpha_1$.

Deux calculs suffisent à assurer la convergence si l'accroissement choisi est suffisamment faible.

Cette méthode ne convient pas pour déterminer le temps nécessaire à la combustion de la première tranche, car Σ tend vers 0 avec x si l'on admet un allumage ponctuel.

On rencontre une difficulté analogue dans le calcul relatif à la dernière tranche lorsque la forme de la chambre de combustion et la position de la bougie sont telles que l'aire du front de flamme s'annule en fin de propagation ; mais l'erreur qui en résulte est sans incidence sur la quasi-totalité du calcul et n'affecte que la durée de combustion de cette dernière tranche dont on peut réduire arbitrairement la masse.

Pour tourner la difficulté concernant la première tranche, nous ferons usage de la vitesse de propagation qui conserve une valeur finie dans la phase initiale.

En éliminant dP et dx des équations [17_a], [17_b] et de l'équation [17_c] différenciée, on obtient :

$$dv_b = \left\{ \left[v - \frac{\gamma_m}{\gamma_f} (1 - x) v_A \left(\frac{P_A}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} \right] \frac{1}{v} \frac{dv}{dt} + \left[1 + (1 - x) \frac{(\gamma_m - 1) MQ'}{\gamma_f P v} \right] \Sigma U_{0t} \right\} dt \quad [19]$$

Le coefficient de $\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{dt}$ est égal à v_b si l'on pose $\frac{\gamma_m}{\gamma_f} = 1$, approximation légitime du fait qu'il s'agit d'un terme correctif, et l'on peut écrire :

$$dv_b = \left\{ \frac{v_b}{v} \cdot \frac{dv}{dt} + \left[1 + (1 - x) \frac{\gamma_m - 1}{\gamma_f} \cdot \frac{MQ (1 - f)}{P v} \right] \Sigma U_{0t} \right\} dt \quad [19 \text{ bis}]$$

Par ailleurs, on a d'une façon générale :

$$dv_b = \Sigma dl_b + \frac{a}{A} dv \quad [20]$$

Au début de la propagation, tant que le front de flamme n'atteint pas le piston ($a = 0$), la relation [20] se simplifie :

$$dv_b = \Sigma dl_b \quad [21]$$

et on obtient l'expression de la vitesse de propagation :

$$\frac{dl_b}{dt} = \frac{v_b}{\Sigma} \cdot \frac{1}{v} \frac{dv}{dt} + \left[1 + (1 - x) \frac{\gamma_m - 1}{\gamma_f} \frac{MQ (1 - f)}{P v} \right] U_0 \quad [22]$$

qui permet de calculer la durée de propagation $\Delta\alpha$ (exprimée en degrés) sur une distance Δl_b donnée :

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta l_b}{\frac{v_b}{\sum} \frac{1}{v} \frac{dv}{d(2\pi nt)} \cdot 0,0174 + \left[1 + (1-x) \frac{(\gamma_m - 1) MQ (1-f)}{\gamma_f Pv} \right] \frac{U_{ot}}{6n}} \quad [23]$$

On détermine ensuite Δx par la formule [24] obtenue en éliminant dP dans les équations [19] et [14] :

$$\Delta x = \left[\frac{\frac{\Delta v_b}{(v - v_b)_M} - \frac{v_b}{(v - v_b)_M} \frac{1}{v} \frac{dv}{d(2\pi nt)} \cdot 0,0174 \Delta\alpha}{1 + (1-x) \frac{(\gamma_m - 1) MQ (1-f)}{\gamma_f Pv}} \right] (1-x) \quad [24]$$

où Δv_b et v_b sont connus pour une valeur donnée de l_b et de Δl_b .

Enfin l'équation [14] permet de déterminer ΔP .

Comme précédemment on peut, pour améliorer la précision, effectuer un calcul par approximations successives, en utilisant pour la deuxième approximation les grandeurs moyennes déterminées à partir du premier calcul.

L'application de ce procédé à la détermination de la durée de combustion de la première tranche se fait sans difficulté : une valeur moyenne approximative de $\frac{v_b}{\sum}$ est suffisante, le terme correspondant dans l'expression de $\Delta\alpha$ étant toujours petit par rapport aux autres termes du dénominateur.

Une fois connus $\Delta\alpha$, ΔP , Δx relatifs à la première tranche, on continue le calcul par la méthode générale. On définit ainsi point par point les fonctions de α : $P(\alpha)$, $x(\alpha)$, $v_b(\alpha)$. La distance parcourue par la flamme à partir du point d'allumage, l_b , est, pour un moteur donné, une fonction du volume brûlé v_b et de la position du piston : $l_b = \varphi(v_b, \alpha)$. L'élimination de v_b dans $l_b(v_b, \alpha)$ et $v_b(\alpha)$ donne l_b en fonction de α . Par dérivation graphique on peut obtenir enfin la vitesse de combustion $\frac{dx}{d\alpha}$ et la

vitesse de propagation $\frac{dl_b}{d\alpha}$.

Exemple de calcul.

Conditions de fonctionnement :

Moteur : I. F. P.-Renault-C. N. R. S.

Taux de compression : 6,5.

Pression d'admission : 0,9 kg/cm².

Température d'admission : 50° C.

Avance à l'allumage : 44° C avant le PMH.

Carburant : essence de composition C = 85,62 %, H = 14,38 %.

Richesse : 1,25.

Nous prendrons $\frac{U_{ot}}{6n} = 0,05$ cm par degré de rotation, ce qui correspond à $U_{ot} = 9,3$ m/s à 3 100 tr/mn (cf. 2^e partie, chap. I).

Détermination des conditions initiales de la combustion et des grandeurs nécessaires au calcul.

En toute rigueur il serait nécessaire de déterminer, par approximations successives, la fraction de gaz résiduels et la température T_1 au début de la compression dans les conditions de fonctionnement considérées ; pour simplifier nous nous contenterons d'utiliser pour ces grandeurs les résultats de l'étude thermodynamique du cycle BEAU de ROCHAS théorique (combustion à volume constant) effectuée par VICHNIEVSKY et SALÉ (20) ; soit :

$$f = 0,045 \quad T_1 = 373^\circ \text{ K}$$

L'accroissement de la température initiale par rapport à la température d'admission est dû au réchauffage par les gaz résiduels de la charge admise dans le cylindre.

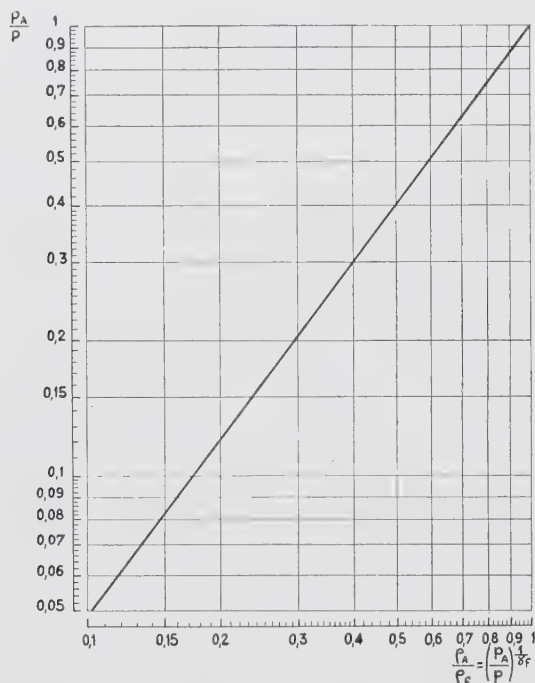


FIG. 2. — Exemple de calcul γ_f (tableau II)
 $\gamma_f = 1,32$.

aux produits de combustion à l'intersection de l'isochore $V_A = 0,344 \text{ m}^3/\text{kg}$ et de l'isoénergétique :

$$\Delta E = \Delta E_A + Q(1 - f) = 54 + 578 = 632 \text{ kcal/kg}$$

On trouve :

$$P_F = 24 \text{ kg/cm}^2$$

et :

$$(\gamma_m - 1) MQ(1 - f) = (P_F - P_A) M v_A = (P_F - P_A) v_A = (24 - 4,35) \cdot 177 = 3500 \text{ kg} \cdot \text{cm}$$

ce qui donne :

$$\gamma_m = 1,27$$

Nous avons utilisé pour γ_f la valeur moyenne déterminée le long de l'isentropique passant par le point 1

et prolongée sur tout le champ du diagramme. Nous avons tracé sur la figure 2 $\left(\frac{P}{P_A}\right)^{\frac{1}{\gamma_f}}$ en fonction de $\frac{P_A}{P}$. Enfin les valeurs de $v(\alpha)$, $\frac{1}{v} \frac{dv}{d(2\pi nt)} \cdot 0,0174(\alpha)$, $\Sigma(v_b, \alpha)$, $l_b(v_b, \alpha)$ relatives au moteur I.F.P. au taux de compression 6,5 sont données dans les figures 6, 7 et 8.

(¹) Les diagrammes $S - \log V$ utilisés ont été tracés à différentes richesses, pour les mélanges air-vapeur d'essence et les produits de combustion d'une essence de composition $c = 85,62\%$, $H = 14,38\%$. Il y est tenu compte de la variation des chaleurs spécifiques avec la température et de la dissociation.

(²) Comme nous l'avons indiqué, la valeur de $(\gamma_m - 1) MQ(1 - f)$ ne dépend pratiquement pas des conditions initiales choisies pour sa détermination.

Le point 1 représentant l'état du gaz au début de la compression se trouve sur le diagramme $S - \log V$ (¹) relatif au mélange carburé à la richesse 1,25, à l'intersection de l'isotherme 373° K et de l'isobare 0,9 kg/cm². Le volume spécifique lu en ce point est :

$$V_1 = 1,15 \text{ m}^3/\text{kg}$$

On obtient le point A correspondant à l'instant de l'allumage à l'intersection de l'isentropique passant par 1 et de l'isochore :

$$V_A = \frac{177 \times 1,15}{593,5} = 0,344 \text{ m}^3/\text{kg}$$

le volume total et le volume à 44° du point mort haut étant respectivement de 593,5 cm³ et 177 cm³ (fig. 6).

Nous lisons au point A :

$$P_A = 4,35 \text{ kg/cm}^2 \quad T_A = 550^\circ \text{ K}$$

$$\Delta E_A = 54 \text{ kcal/kg}$$

La détermination de $(\gamma_m - 1) MQ(1 - f)$ nécessite le calcul de la pression de fin de combustion à volume constant P_F ; nous utiliserons les conditions initiales P_A, V_A (²).

La chaleur de réaction du mélange air-essence à la richesse 1,25 est :

$$Q = 605 \text{ kcal/kg}$$

et :

$$Q' = Q(1 - f) = 605(1 - 0,045) = 578 \text{ kcal/kg}$$

La valeur de P_F se lit sur le diagramme relatif

TABLEAU II.
EXEMPLE DE CALCUL

$\frac{1}{P}$	0	0,013	0,033	0,073	0,173	0,273	0,373	0,473	0,573	0,673	0,773	0,873	0,923	0,973	I
Δv		0,013	0,02	0,04	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,05	0,05	0,027
$\Delta \alpha$		10,05	4,12	5,08	8,7	6,75	6	5,5	5,27	5,26	-5,33	6,17	3,78	6,45	15,36
α	44°	-33,95	-20,83	-24,75	-16,05	-9,3	-3,3	+2,2	7,47	12,73	18,06	24,23	28,01	34,40	40,7
v	177	144	132	110,5	103	95	91,5	91,5	94	90	100,5	118,5	128	145	108
Δp_1		0,28	0,51	1,14	3,15	3,50	3,82	3,85	3,77	3,6	3,42	3,11	1,41	1,28	0,6
Δp_2		1,28	0,67	1,01	2,17	1,72	1,13	0	-0,96	-2,123	-3,11	4,3	2,85	4,85	9
Δp_3		1,56	1,18	2,03	5,32	5,22	4,95	3,85	2,81	1,51	0,32	-1,10	1,46	-3,57	-8,4
p	4,35	5,91	7,09	9,14	14,46	19,68	24,63	28,48	31,20	32,80	33,12	31,03	30,47	26,9	18,5
$\frac{1}{P} \left(\frac{P_A}{P} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$			124	102	71	56,8	47,8	41,8	39,8	38,2	38	39,3	40,1	43,5	58,5
$\frac{v}{b} \sum \frac{v_b}{b_b}$	0	8	11,8	25	44	53,5	61,3	68,8	76,9	86,4	97,8	113,4	124,8	143,7	108
	0	11	14,8	20,7	20	18	16,8	15,9	15,1	14,5	14	12	9	4	0
	0	2	2,35	2,95	4,1	4,8	5,35	5,8	6,25	6,05	7	7,3	7,45	7,65	8,4
$\frac{dv}{dx} \cdot 10^3$	0	1,29	4,85	7,9	11,5	14,8	16,7	18,2	19	19	18,7	16,2	13,2	7,8	1,77
$\frac{dl}{dx}$	0,222	0,190	0,085	0,118	0,132	0,104	0,092	0,082	0,085	0,076	0,066	0,052			
$\frac{dp}{dx}$		0,155	0,286	0,405	0,61	0,775	0,825	0,70	0,532	0,287	0,060	0,103	-0,386	0,554	-0,55
$\frac{dP}{dx}$															

Résultats.

Le tableau II donne les résultats obtenus. Nous y avons fait figurer les deux composantes de ΔP :

$$\Delta P_1 = \frac{(\gamma_m - 1) MQ (1 - f)}{v_M} \Delta x \quad \text{dû à la combustion}$$

et

$$\Delta P_2 = -\gamma_m \left[\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{d(2\pi nt)} \cdot 0,174 \right] \Delta x \quad \text{dû au mouvement du piston}$$

b. Combustion en bombe.

Les équations qui décrivent l'évolution de la combustion à volume constant se déduisent aisément des équations précédentes où il suffit de faire : $v = v_A = C^{te}$, $dv = 0$.

Si l'on admet que l'inflammation a lieu en milieu calme et que la propagation n'induit aucun mouvement turbulent, on remplacera U_{ot} par U_{oi} .

$$\left. \begin{aligned} a) \quad dx &= \frac{\Sigma}{v_A} \cdot \left(\frac{P}{P_A} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} U_{oi} dt \\ b) \quad \frac{v_b}{v_A} &= 1 - (1 - x) \left(\frac{P_A}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} \\ c) \quad P &= \frac{(\gamma_m - 1) MQ'}{v_A} \cdot x + P_A \\ d) \quad \Sigma &= f(v_b) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} b') \quad d \left(\frac{v_b}{v_A} \right) &= \frac{v_A - v_b}{(1 - x) v_A} \left[dx + \frac{(1 - x) dP}{\gamma_f P} \right] \\ c') \quad dP &= \frac{(\gamma_m - 1) MQ' dx}{v_A} \end{aligned} \quad [25]$$

L'aire du front de flamme Σ n'est ici fonction que du volume brûlé, indépendamment du temps.

Nous profiterons de la relative simplicité de ces équations pour établir les relations qui mettent en évidence l'influence des conditions initiales.

Tenant compte de $M = \frac{P_A v_A}{RT_A}$, on obtient, en fonction de la fraction brûlée x :

L'expression du volume brûlé en éliminant P dans $b)$ et $c)$:

$$\frac{v_b}{v_A} = 1 - (1 - x) \left[\frac{1}{1 + x \frac{(\gamma_m - 1) Q'}{RT_A}} \right]^{\frac{1}{\gamma_f}} \quad [26]$$

L'expression de la vitesse de combustion, en éliminant P dans $a)$ et $c)$:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\Sigma U_{oi}}{v_A} \left[1 + \frac{(\gamma_m - 1) Q'}{RT_A} \cdot x \right]^{\frac{1}{\gamma_f}} \quad [27]$$

L'expression de la vitesse de propagation, en éliminant dx , dP et P dans $[25 a, c, b']$ et en tenant compte de : $dv_b = \Sigma dl_b$:

$$\frac{dl_b}{dt} = \frac{\frac{(\gamma_m - 1) Q'}{RT_A} [1 + x (\gamma_f - 1)] + \gamma_f}{\gamma_f \left[\frac{(\gamma_m - 1) Q'}{RT_A} x + 1 \right]} \cdot U_{oi} \quad [28]$$

On peut utiliser pour intégrer une méthode par itération analogue à celle que nous avons exposée au paragraphe précédent.

Dans le cas particulier de la combustion en bombe sphérique avec allumage central, Σ s'exprime de façon simple en fonction du volume brûlé et il est possible, en éliminant v_b dans [26] et [27], d'écrire l'équation différentielle qui régit la variable x :

$$\frac{dx}{dt} = f(x)$$

CAMPBELL (41) en a effectué l'intégration, en admettant quelques simplifications mathématiques et en prenant pour U_{oi} une valeur moyenne constante au cours de la propagation :

$$t - t_A \simeq \frac{R_o x^{1/3}}{U_{oi} \left[\frac{(\gamma_m - 1) Q}{RT_A} + 1 \right]^{\frac{1}{\gamma_f}}} \quad [29]$$

où R_o est le rayon de la bombe.

4. Discussion des résultats précédents.

L'exemple traité au paragraphe 3 met bien en évidence l'influence considérable des facteurs d'ordres thermodynamique et géométrique sur la vitesse de combustion qui est, rappelons-le, notre objet essentiel. Bien que la vitesse de déflagration ait été maintenue constante tout au long de la propagation, la vitesse de combustion $\frac{dx}{dt}$ passe par un maximum avec des valeurs initiale et finale nulles. L'allure de cette courbe est due, comme le montrent l'équation [8] et le tableau II, à la variation de la pression et de l'aire du front de flamme qui passent par un maximum avec, pour l'aire de la flamme, des valeurs initiale et finale nulles. On explique ainsi aisément la forme générale en « S » des courbes $x = f(t)$ déduites des relevés expérimentaux sur moteur. La même allure se retrouve par suite d'une variation semblable de l'aire de la flamme, dans le cas de la combustion en bombe sphérique avec allumage latéral ; en revanche, l'augmentation continue de Σ dans le cas d'une bombe sphérique avec allumage central conduit à une vitesse de combustion constamment croissante du début à la fin du phénomène. Les résultats obtenus par ELLIS (22) dans ces deux cas confirment bien les différences prévues dans l'allure générale des courbes de combustion.

Dans le cas du moteur, le fait que la pression passe par un maximum accentue la décroissance de $\frac{dx}{dt}$ en fin de propagation.

Toujours pour une valeur constante de la vitesse de déflagration, l'équation [28] montre que dans une bombe la vitesse de propagation décroît constamment à partir de l'instant d'allumage pour tendre vers une valeur égale à la vitesse de déflagration dans la combustion des dernières tranches. On voit sur le tableau II que cette variation est un peu plus compliquée dans un moteur par suite du mouvement du piston ; l'allure générale reste cependant la même. Remarquons encore sur l'équation [28] que, pour un mélange et des conditions initiales données, $\frac{dl_b}{dt}$ ne dépend explicitement que de la fraction brûlée x ou, ce qui revient au même, de la pression ; dans un moteur, $\frac{dl_b}{dt}$ dépend en outre explicitement des mouvements du piston et de la surface du front de flamme.

Pour un mélange et une valeur de U_0 donnés, les conditions initiales influent, par la seule variable température, sur les vitesses de combustion et de propagation. Ces deux vitesses diminuent lorsque la température initiale augmente.

L'effet de la nature du mélange sur ces mêmes grandeurs est complexe ; cette variable agit non seulement par la valeur de la vitesse de déflagration mais encore par la chaleur de réaction rapportée à l'unité de masse du mélange (terme Q') et par les propriétés thermodynamiques des produits de combustion et du mélange carburé (termes γ_f et γ_m). Le cas du moteur devient ici beaucoup plus compliqué que celui de la bombe. Si l'on fait varier U_0 sans modifier Q' , γ_f , γ_m , les équations [25] à [29] qui régissent la combustion à volume constant, montrent que l'action des facteurs thermodynamiques et géométriques s'exerce indépendamment de U_{0i} ; en particulier les temps nécessaires à la combustion d'une fraction donnée x de la charge sont, dans ces conditions, inversement proportionnels à la vitesse de déflagration ; dans un moteur au contraire, par suite de la variation du volume total pendant la propagation, une modification de U_{0i} , à conditions initiales, Q , γ_f et γ_m constants entraîne une modification des conditions dans lesquelles s'effectue la combustion d'une tranche dx pour une valeur donnée de x : modification du volume et de la forme du réacteur, de la pression et de la température des gaz frais, de l'aire du front de flamme ; le temps de combustion d'une fraction donnée x n'est plus à priori inversement proportionnel à U_0 .

Nous avons conservé jusqu'à maintenant les hypothèses du paragraphe 3.

La complexité du phénomène se trouve encore accrue par l'interaction des différents facteurs. En premier lieu, la vitesse de déflagration laminaire dépendant de la pression et de la température, les facteurs thermodynamiques, géométriques et chimiques ne sont pas en fait indépendants, même dans le cas relativement simple de la combustion à volume constant ; l'action de ces facteurs ne s'en trouve pas nécessairement amplifiée : ainsi une augmentation de la température initiale intervient explicitement dans l'équation [27] pour diminuer la vitesse de combustion et implicitement par l'intermédiaire de U_{0i} pour accroître cette même vitesse. La vitesse de déflagration turbulente utilisée dans le cas du moteur est en outre fonction du mouvement d'agitation qui peut dépendre de la vitesse de propagation, de la masse spécifique des gaz frais et brûlés, du temps... et par conséquent de l'ensemble des facteurs envisagés.

Enfin nous devons maintenant nous libérer de l'hypothèse d'un front de flamme sphérique qui en fait ne se rencontre guère que dans la combustion en bombe sphérique avec allumage central, ou à la rigueur lorsque la flamme se développe dans un volume compact (bombe sphérique avec allumage latéral) [ELLIS (22)] ; lorsque les parois sont susceptibles de gêner le mouvement des gaz frais chassés par l'expansion des gaz brûlés, la flamme se déforme ; on peut observer ce phénomène au début de la propagation dans un tube avec allumage central ; la flamme sphérique dans la première phase s'allonge en forme d'ellipsoïde avant d'atteindre les parois [ELLIS (22)] [GUÉNOCHE (23)]. Il est légitime de penser que, dans ces conditions, la forme de la flamme dépend de la vitesse des gaz frais et, par conséquent, de l'ensemble des facteurs qui régissent la combustion. Une interaction plus complète encore peut se manifester dans le moteur, si l'échelle du mouvement tourbillonnaire atteint l'ordre de grandeur des dimensions de la chambre de combustion ; le mouvement d'agitation agit alors sur l'aire du front de flamme « moyen » et la notion de la vitesse de déflagration turbulente, telle que nous l'avons définie, n'a plus de sens.

Nous n'insisterons pas sur les phénomènes vibratoires qui peuvent accompagner la combustion, car leur importance est vraisemblablement bien moindre dans un moteur que dans le cas d'une propagation dans un milieu initialement au repos.

Une analyse semblable montrerait l'influence très complexe des facteurs mécaniques tels que l'avance à l'allumage, le taux de compression, etc.

La discussion qui précède montre qu'un calcul tel que celui du paragraphe 3 ne saurait donner

qu'une idée approximative du phénomène réel. Nous aurons la possibilité d'en confronter les résultats avec l'expérience dans la deuxième partie de ce travail.

Signalons dès à présent une anomalie frappante par rapport aux enregistrements effectués en bombe sphérique. Alors que, d'après le calcul thermodynamique, la vitesse de propagation devrait constamment décroître à partir de l'instant d'allumage, on constate en fait (11) que cette vitesse passe par un maximum dans la première partie du phénomène. Nous allons voir qu'un fait un peu semblable a été constaté sur moteur.

III. THÉORIES DE LA COMBUSTION DANS LES MOTEURS A ALLUMAGE COMMANDÉ

Le mouvement tourbillonnaire des gaz joue un rôle essentiel dans le mécanisme de la combustion dans les moteurs (24). Aussi la plupart des auteurs se sont-ils limités à cet aspect de la question.

Pour une part importante, le mouvement d'agitation résulte de la mise en vitesse du mélange carburé au passage à la soupape pendant la phase d'admission ; bien que s'amortissant progressivement, les tourbillons ainsi formés se conservent pendant la compression comme l'ont montré des essais effectués dans différents laboratoires sur modèle transparent. Le mouvement du piston tend à accroître la vitesse d'agitation des particules fluides.

Pour un moteur donné, l'intensité du mouvement tourbillonnaire croît avec la vitesse de rotation à laquelle sont proportionnelles la vitesse moyenne des gaz à l'admission et la vitesse du piston.

Pour une vitesse de rotation donnée, elle dépend de la géométrie du moteur et notamment de la forme et des dimensions du conduit d'admission, de la soupape et de la chambre de combustion.

La littérature technique désigne par le terme général de « turbulence » de tels régimes d'écoulement. En réalité la turbulence proprement dite se superpose à des mouvements d'ensemble de la charge ; il peut même se faire qu'un tourbillon unique intéresse tout le volume de la chambre. Dans ces conditions, l'interprétation théorique des expériences pose des problèmes particulièrement difficiles.

Dès les premiers relevés de diagramme effectués sur moteur, les expérimentateurs ont été frappés par l'accroissement relativement très lent de la pression dans la première partie de la combustion. Cette première phase a été longtemps considérée comme un délai « chimique » correspondant au temps nécessaire à la réaction complète du noyau enflammé par l'étincelle. Ce délai était généralement mesuré par le temps séparant l'instant d'allumage de l'instant où le diagramme de combustion se sépare de la courbe de compression [28]. Or si l'on se réfère à la formule [29], on peut estimer que les courbes de pression avec et sans combustion ont un contact d'ordre 2 au point d'allumage, même si la vitesse de déflagration prend instantanément une valeur finie ; il ne peut donc être question de déceler à l'aide d'un indicateur un éventuel retard à l'amorçage de la combustion (1). Il est nécessaire de faire appel à l'investigation directe par cinématographie ultrarapide. Les photographies obtenues par OLSEN, GAYHART et EDMONSON (25) dans le cas de mélanges propane-air montrent que la propagation débute dès le passage de l'étincelle, avec une vitesse certes relativement faible, mais non nulle ; le même fait se produit avec une énergie d'allumage subcritique, l'extinction se produisant après un certain temps de propagation.

Actuellement, il est généralement admis que la combustion s'effectue en deux phases qui se distinguent par la valeur de la vitesse de combustion ou de propagation, nettement plus élevée dans la seconde que dans la première. L'influence de la turbulence est considérée comme essentiellement différente dans ces deux phases. Dans la première, qui correspond au temps nécessaire pour que les

(1) Il en va tout autrement dans le cas du moteur Diesel où la fin de la période de délai correspond à la combustion en masse d'une quantité finie de combustible.

dimensions de la flamme atteignent l'ordre de grandeur de l'échelle de la turbulence, la propagation est régie essentiellement par la vitesse de déflagration laminaire, le noyau enflammé se trouvant en quelque sorte déplacé en bloc par les fluctuations sans que sa surface soit sensiblement altérée. La turbulence ne commence à se manifester pleinement que dans la deuxième phase, lorsque la flamme, ayant atteint des dimensions supérieures à l'échelle de la turbulence, se trouve déchiquetée par les fluctuations. Certains auteurs introduisent une troisième phase, correspondant à la fin de la combustion, dans laquelle la vitesse de combustion diminue de nouveau. On admet en outre que la nature du carburant n'intervient que dans la durée de la première phase (et éventuellement de la troisième) et non dans la seconde où le rôle essentiel est joué par la turbulence. Cette idée est à rapprocher du résultat obtenu par SHELKINE dans sa théorie de la vitesse turbulente de déflagration.

D'après RICARDO (26), la propagation dans la première phase est indépendante de la vitesse du moteur et sa durée, exprimée en angle de rotation, varie en raison inverse de cette vitesse ; au contraire la durée de la seconde phase, régie par la turbulence et proportionnelle à la vitesse de rotation, reste constante si on l'exprime en angle de rotation ; ainsi se trouverait expliquée la variation de l'avance optimale avec la vitesse du moteur. Cependant SOKOLIK, VOÏNOFF et SVIRIDOFF (27) ont trouvé que la vitesse de rotation et la turbulence agissent également sur la durée de la première phase. Nous pensons que ces divergences proviennent pour une grande part de l'absence d'une délimitation précise entre les deux phases.

Il nous semble d'ailleurs que ces théories, qui ne font intervenir que l'influence de la turbulence et, par conséquent, ne concernent que le seul facteur vitesse de déflagration turbulente, ne sauraient décrire complètement un phénomène qui, nous l'avons vu, dépend d'un grand nombre d'autres facteurs. Corrélativement leur vérification directe se heurte à une grosse difficulté expérimentale qui est la mesure de la vitesse de déflagration dans un moteur. Cette difficulté se manifeste dès qu'il s'agit de vérifier la réalité d'un processus en deux phases différenciées par une action distincte de la turbulence. Ce point sera discuté à l'aide de nos résultats dans la deuxième partie. Pour délimiter la durée de la phase initiale, beaucoup d'expérimentateurs ont conservé la méthode indiquée plus haut pour la mesure du délai ; or, le point où la courbe de pression se sépare de la courbe de compression correspond à un état d'avancement de la combustion qui varie avec la sensibilité du capteur et avec les conditions de fonctionnement. Ainsi, comme on peut le voir à partir des équations du paragraphe 3, à un écart donné avec la courbe de compression correspond un volume de gaz brûlés d'autant plus grand que l'avance à l'allumage est plus élevée et la durée de la phase initiale ainsi mesurée peut augmenter, même si la vitesse de déflagration initiale est restée constante. Des erreurs du même genre peuvent être commises si la richesse est le paramètre étudié. Aussi beaucoup de résultats obtenus par cette méthode sont-ils sujets à critique. Les mesures effectuées par photographie de la flamme sont plus sensibles mais leur interprétation est tributaire d'hypothèses souvent incertaines et elles ne peuvent être employées que sur des moteurs très spéciaux.

En ce qui concerne l'effet de la nature du carburant, il convient de rappeler que la théorie de SHELKINE, à laquelle on se réfère souvent pour justifier l'indépendance des vitesses de déflagration turbulente et laminaire dans la seconde phase, s'est trouvée en contradiction avec l'expérience. Il semble bien, là encore, que les méthodes d'interprétation des résultats obtenus sur moteur demandent à être examinées avec plus de rigueur. Les résultats exposés au chapitre II de la deuxième partie apportent une contribution à l'étude de cette question.

Nous n'insisterons pas sur la troisième phase dont l'existence est assez controversée et qui ne présente, en tout état de cause, que peu d'intérêt pratique.

Il est une autre particularité de la combustion dans le moteur qu'il convient de rappeler ici : la dispersion considérable du diagramme de pression pendant la période de combustion (fig. 3). Si tous les expérimentateurs sont d'accord sur l'existence de ce phénomène, les opinions divergent en ce qui concerne les causes. Nous examinerons cette question dans la deuxième partie à l'aide de nos résultats

expérimentaux. La dispersion cyclique introduit de nouvelles difficultés dans l'interprétation des résultats expérimentaux et trop souvent il n'est pas indiqué dans la littérature technique comment il en a été tenu compte.

Les méthodes mettant en œuvre la photographie de la flamme se heurtent à cette difficulté car généralement elles ne peuvent être appliquées qu'à des cycles isolés. Ainsi, malgré les précautions prises pour assurer la constance des conditions expérimentales, les résultats obtenus par SOKOLIK, VOINOFF et SVIRIDOFF (27) à l'aide de ce procédé présentent une dispersion importante, due au caractère aléatoire de la combustion.

Les appareils qui vont être décrits dans le deuxième chapitre nous ont permis, d'une part, de tenir compte de l'irrégularité cyclique dans la détermination des durées moyennes de combustion et, d'autre part, d'étudier quantitativement le phénomène de dispersion que nous avons considéré comme l'une des caractéristiques fondamentales de la combustion turbulente. Cet appareillage avait en outre l'avantage de pouvoir être utilisé sur des moteurs classiques en fonctionnement normal.

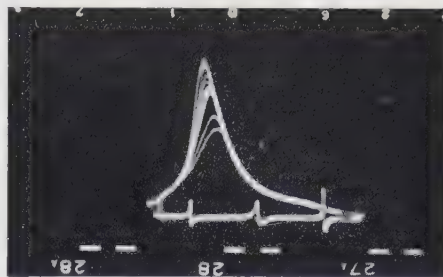


FIG. 3.

CHAPITRE II

MATÉRIEL EXPÉRIMENTAL

I. MOTEURS ET BANCS D'ESSAIS UTILISÉS

Les expériences ont été exécutées en majeure partie sur le monocylindre expérimental I.F.P.-RENAULT-C. N. R. S. Nous avons également effectué quelques mesures sur le monocylindre standard C. F. R., pour comparer nos résultats à ceux d'autres expérimentateurs, et sur le moteur 11 CV Citroën afin de chiffrer l'ordre de grandeur de la dispersion cyclique dans un moteur de série.

1. Monocylindre I.F.P.-RENAULT-C.N.R.S.

Cycle : 4 temps
Alésage : 80 mm
Course : 100 mm
Cylindrée : 502 cm³
Taux de compression : variable
Soupapes : en tête
Allumage standard : batterie 6 volts. Rupteur SEV Bougie AC 44-L
Carburateur : Solex
Refroidissement : par eau.

a. Principales caractéristiques.

Les soupapes sont du type classique ; dans un certain nombre d'expériences, nous avons utilisé des soupapes d'admission spéciales avec déflecteur (2^e partie, chapitre I).

La culasse comporte deux orifices de 18 mm et deux de 14 mm destinés à recevoir bougie d'allumage, bougie d'ionisation, capteur de pression et disposés comme il est indiqué sur la figure 4. Sauf indication contraire, la bougie d'allumage était montée au point A, côté admission.

Le schéma de la figure 5 donne la forme générale de la chambre de combustion et la position du piston au point mort haut aux taux de compression 6,5 et 10.

b. Données numériques utilisées dans les calculs.

La figure 6 représente le volume total en fonction de l'angle de rotation, la figure 7 la variation relative de volume $\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{d\alpha}$.

Nous avons également déterminé pour ce moteur les données nécessaires au calcul de la vitesse de déflagration et de la vitesse de propagation à partir des relevés de pression (*cf.* chap. III) : volumes délimités par des sphères de rayon donné centrées sur la bougie d'allumage et aires de flamme correspondantes. Nous nous sommes limité aux taux de compression 6,5 et 10 avec la bougie d'allumage située en A. La chambre de combustion comprend une partie cylindrique (haut de cylindre) de hauteur variable avec l'angle de rotation et le taux de compression et une partie fixe (culasse). Nous avons opéré par mesure directe pour les portions de sphère situées dans la culasse et par une méthode analytique pour les parties situées dans le cylindre.

Les résultats sont représentés sur les figures 8 et 9, où nous avons porté l'aire du front de flamme en fonction du volume des gaz brûlés, ainsi que les réseaux de courbes $\alpha = C^{ie}$ et $l_b = C^{ie}$.

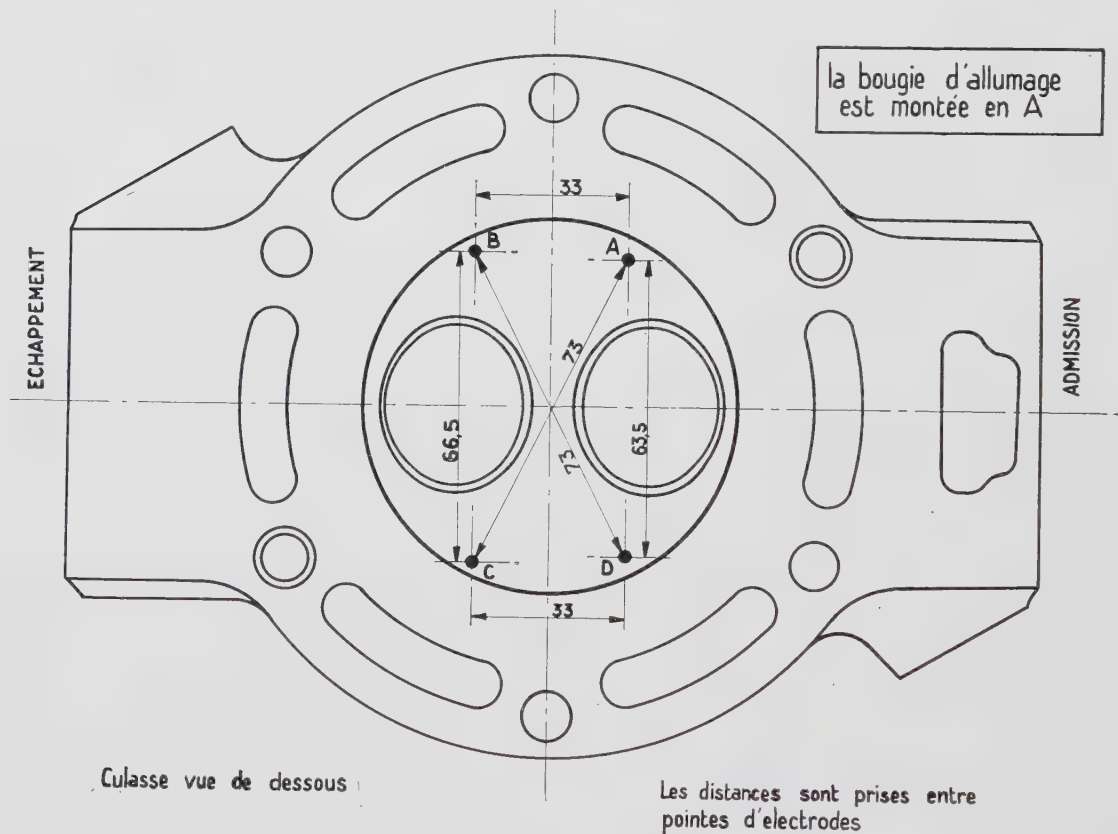


FIG. 4. — Moteur I.F.P.-RENAULT-C.N.R.S. Disposition des points d'allumage et de mesure d'ionisation.

c. Description du banc.

Le moteur était freiné à l'aide d'une dynamo dynamométrique. La consommation du carburant était mesurée à l'aide d'une ampoule calibrée. En raison de la longueur des essais, nous n'avons pas pu utiliser le gazomètre dont nous disposions pour la mesure des débits d'air et la richesse a été déterminée à partir de l'analyse des gaz d'échappement effectuée à l'appareil d'ORSAT ; quelques points de contrôle ont permis de constater que cette méthode ne donne pas d'écarts supérieurs à $\pm 2\%$ par rapport à la mesure directe.

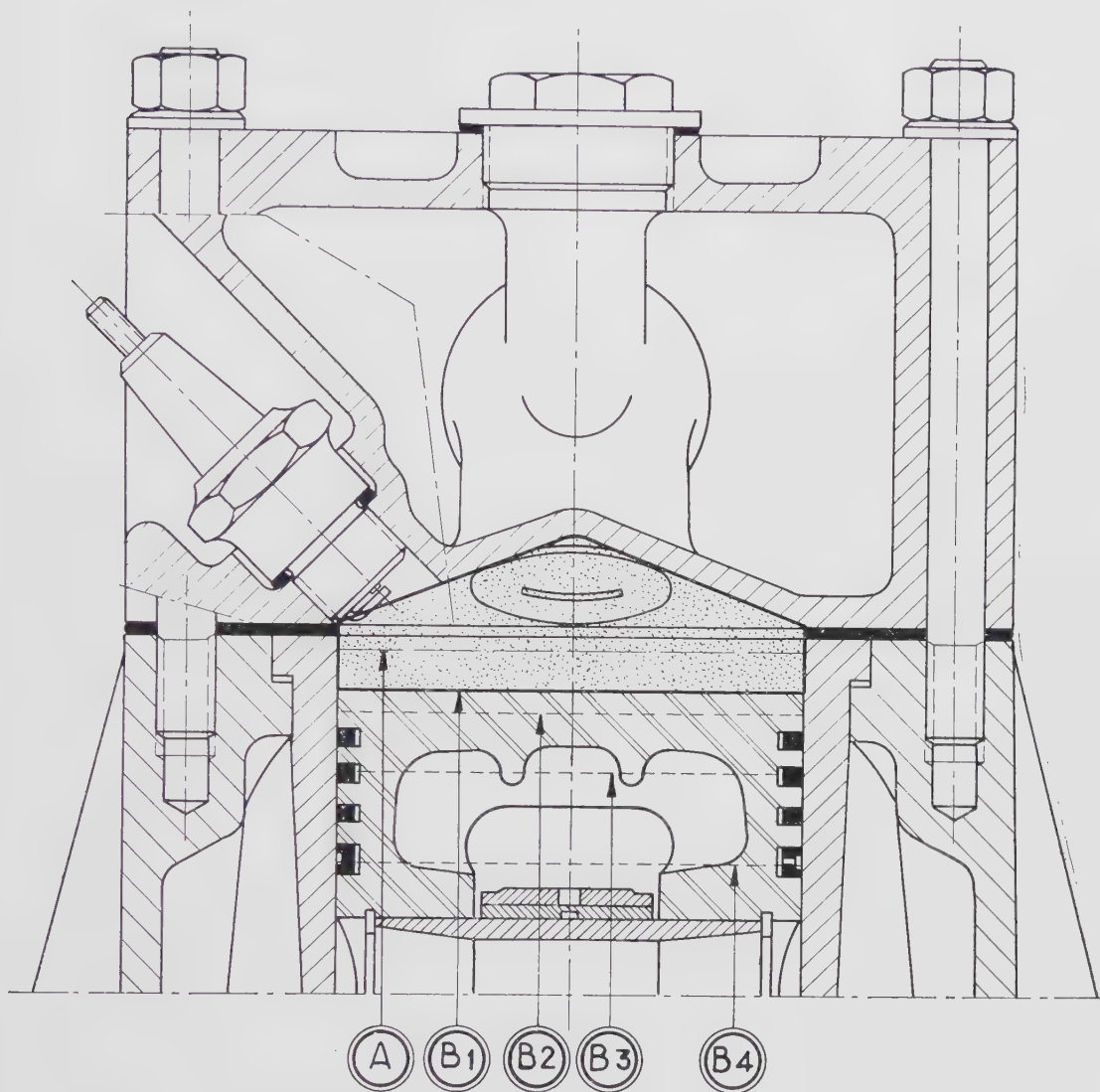


FIG. 5. — Schéma de la culasse du moteur I.F.P.-RENAULT-C.N.R.S.

- A. Position du piston pour le taux de compression 10 au P.M.H.
- B₁. Position du piston pour le taux de compression 6,5 au P.M.H.
- B₂. Position du piston pour le taux de compression 6,5, $\alpha = 20^\circ$.
- B₃. Position du piston pour le taux de compression 6,5, $\alpha = 40^\circ$.
- B₄. Position du piston pour le taux de compression 6,5, $\alpha = 60^\circ$.

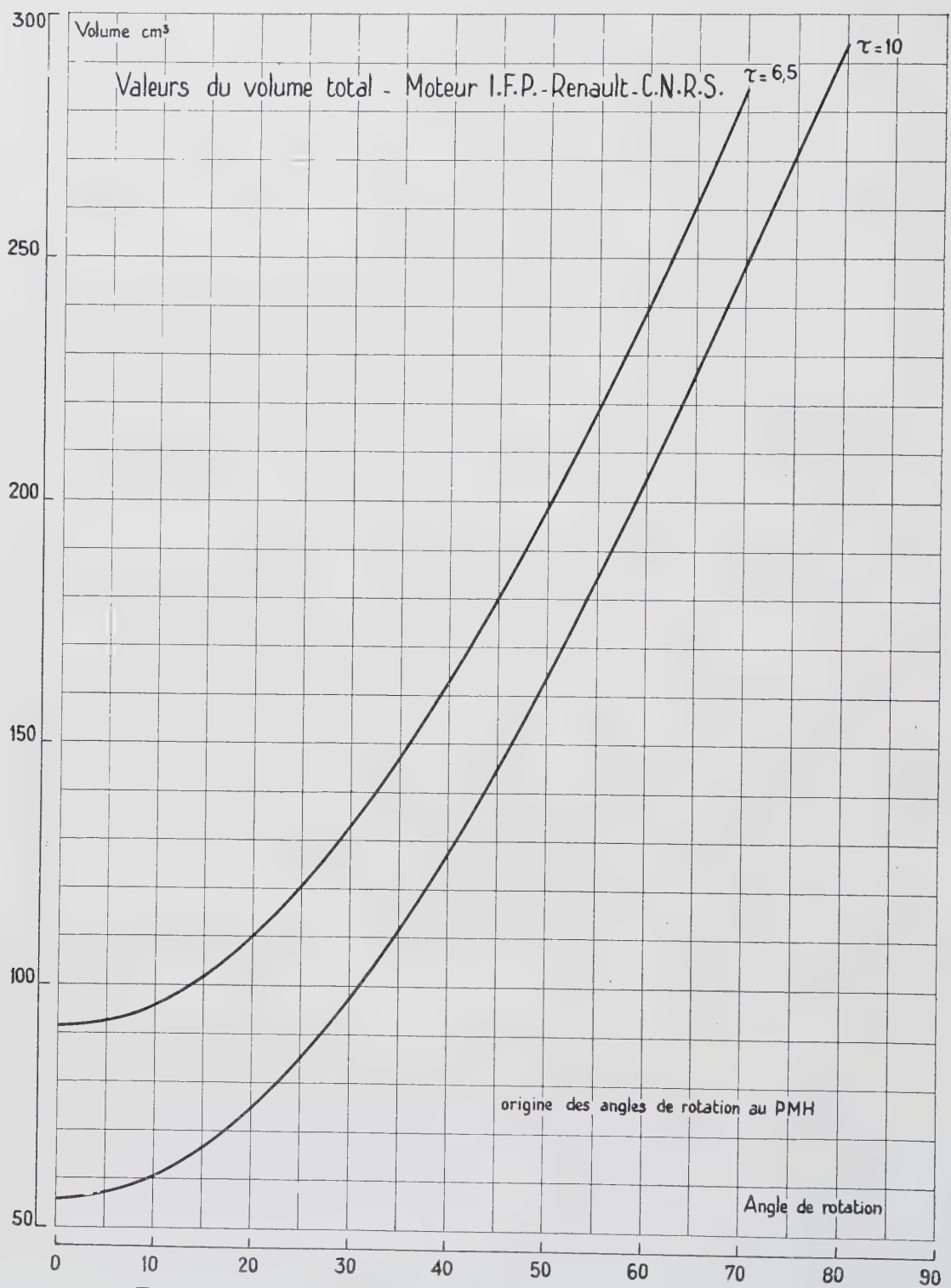


FIG. 6. — Valeurs du volume total en fonction de l'angle de rotation.

Moteur I. F. P. RENAULT-C.N.R.S. Taux de compression = 6,5 et 10.

Une résistance électrique montée en amont du carburateur et alimentée par un alternostat permettait de régler la température du mélange carburé. Pour assurer un fonctionnement correct avec le benzène, nous avons dû travailler avec une température d'admission de 50° C, valeur qui a été conservée pour l'ensemble des essais.

La température de l'eau de refroidissement a été maintenue à 73° C.

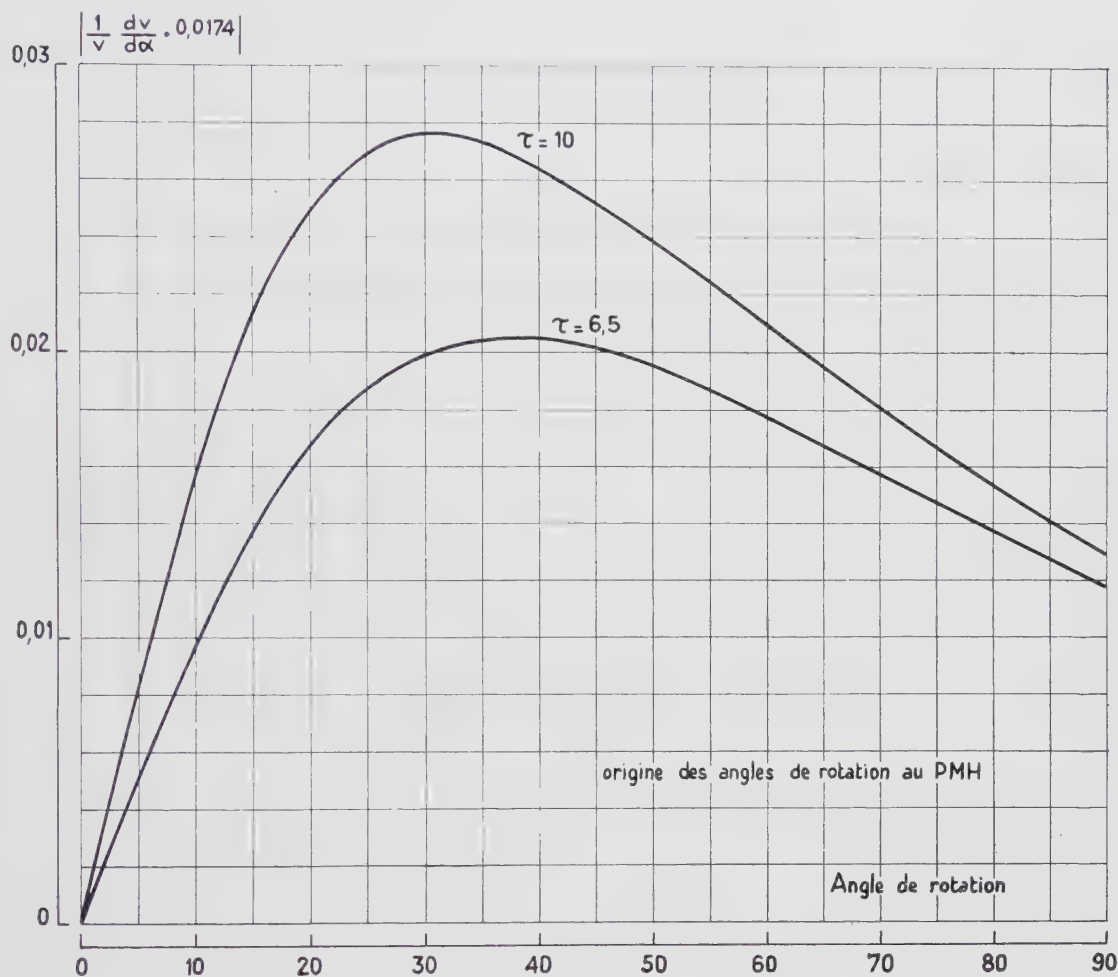


FIG. 7. — Valeurs de $\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{d\alpha}$ en fonction de l'angle de rotation.

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. Taux de compression = 6,5 et 10.

2. Monocylindre C.F.R.

Nous avons utilisé le moteur standard destiné à la mesure des indices d'octane par la méthode F_2 .

Principales caractéristiques :

Cycle : 4 temps
Alésage : 82,5 mm
Course : 115 mm

Cylindrée : 615 cm³
Taux de compression : variable
Soupapes : en tête.

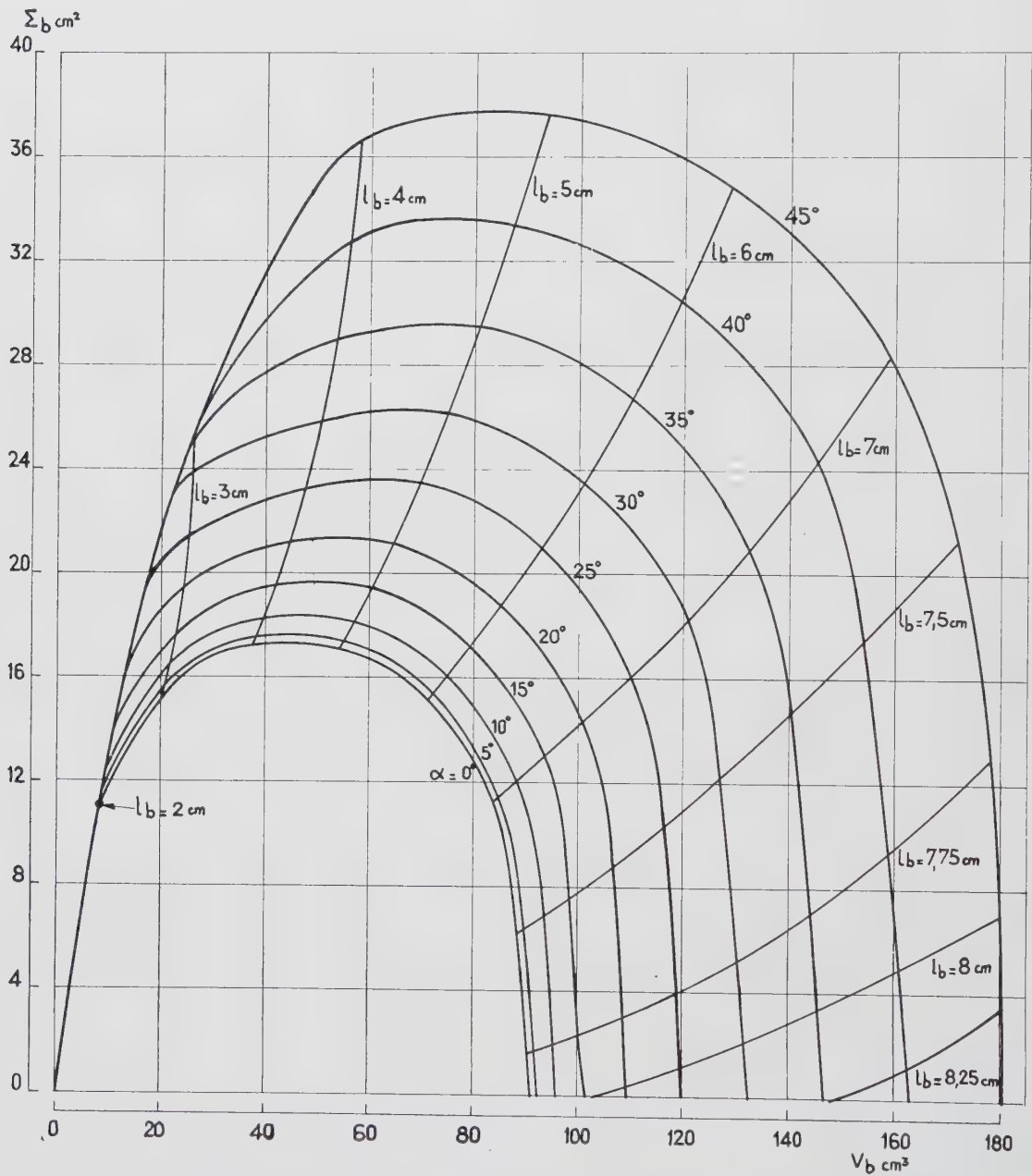


FIG. 8. — Surfaces du front de flamme en fonction du volume brûlé en propagation sphérique.

Moteur I. F. P.-Renault-C. N. R. S. Taux de compression = 6,5. L'origine des angles de rotation est prise au P. M. H.

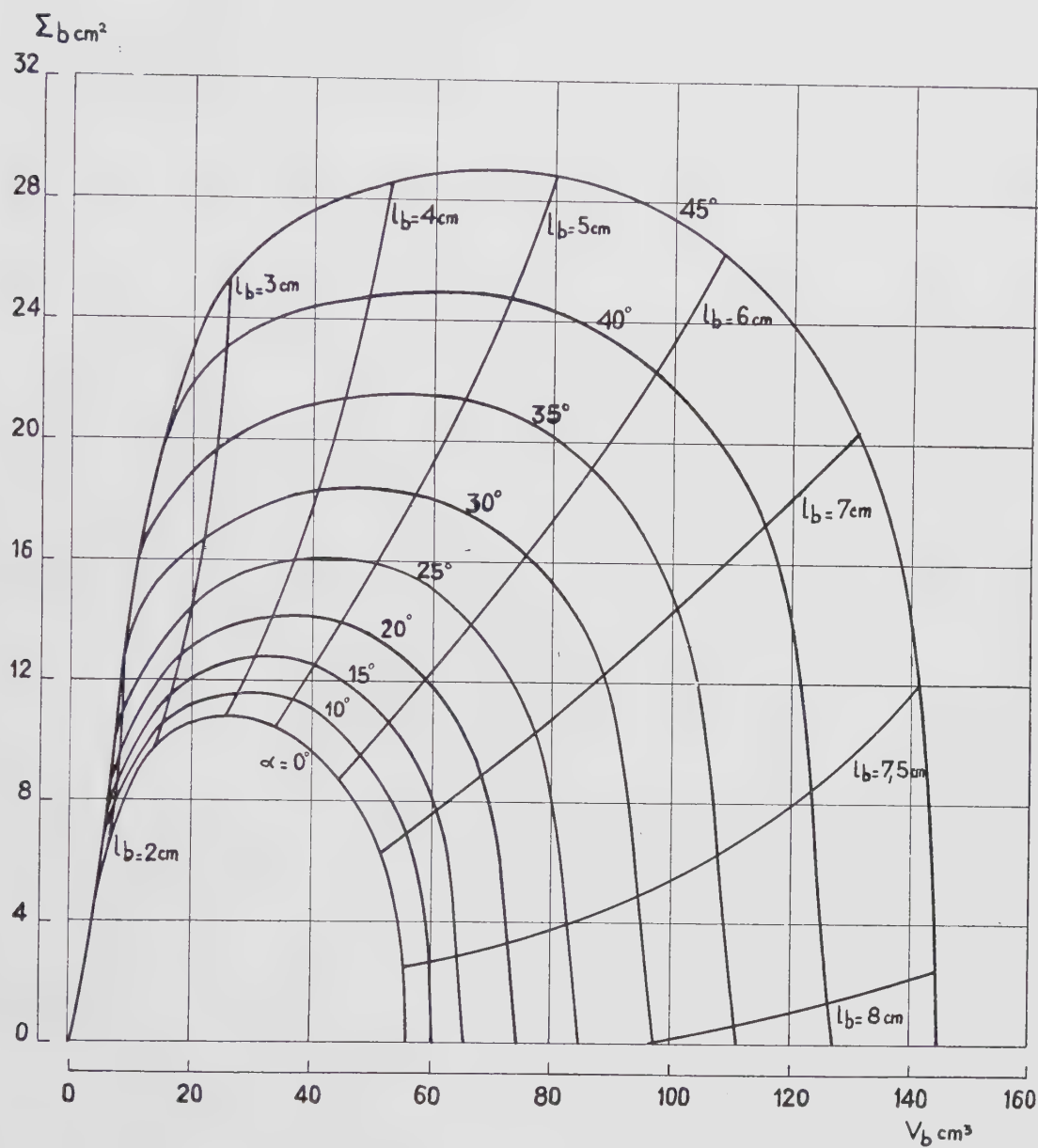


FIG. 9. — Surfaces du front de flamme en fonction du volume brûlé en propagation sphérique.
Moteur I. F. P.-Renault-C. N. R. S. Taux de compression = 10. L'origine des angles de rotation est prise au P. M. H.

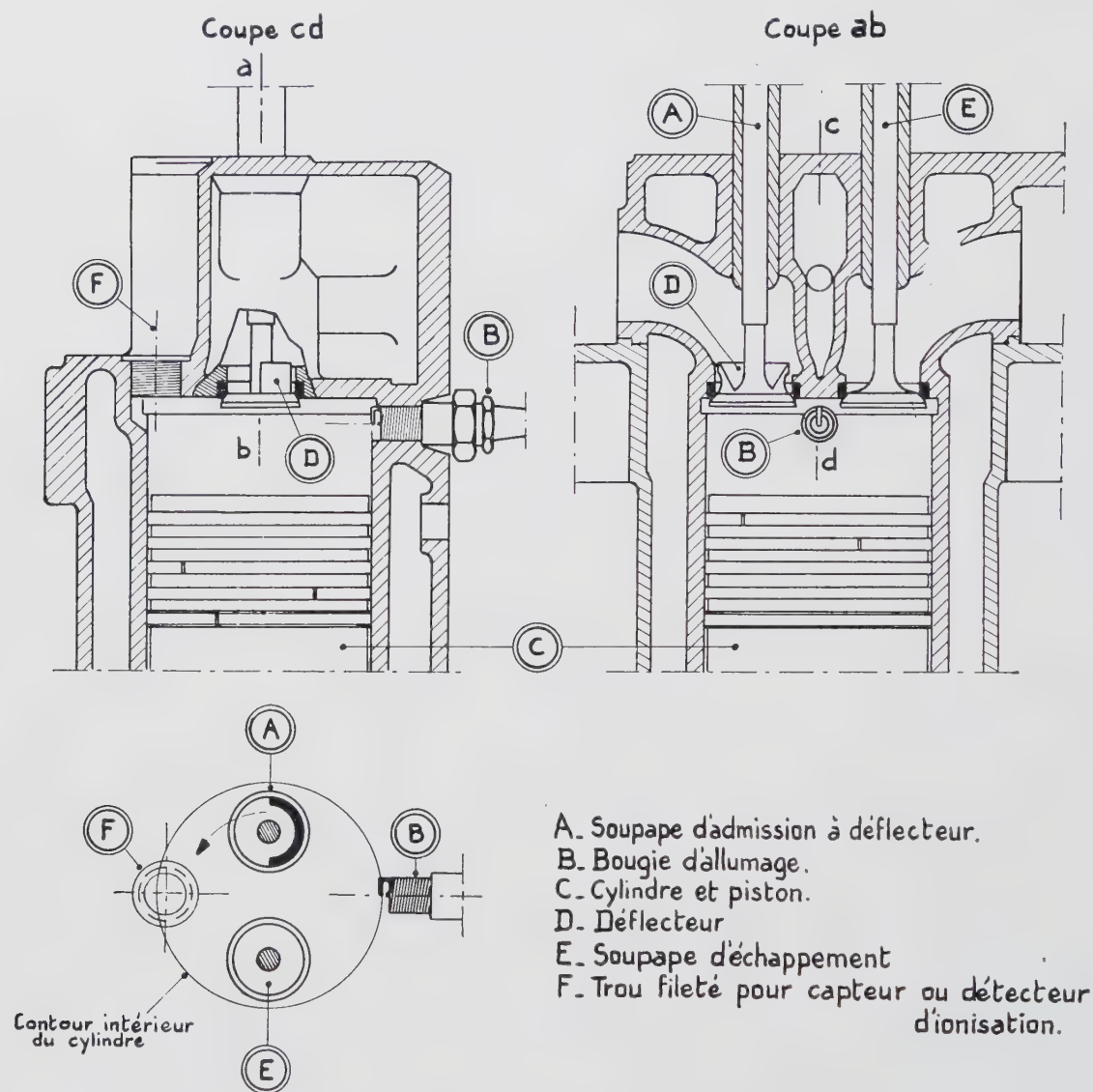


FIG. 10. — Schéma de la culasse du moteur C.F.R.

La chambre de combustion est représentée schématiquement sur la figure 10.

Le capteur de pression ou la bougie d'ionisation étaient montés à la place du *bouncing-pin*.

La soupape d'admission standard est munie d'un déflecteur, représenté sur la figure 10 ; nous avons utilisé dans quelques expériences une soupape sans déflecteur.

Le moteur est freiné par un moteur asynchrone synchronisé, qui lui assure une vitesse de rotation constante de 900 tr/mn (méthode F_2). Nous avons réglé les températures à leur valeur standard dans la méthode F_2 :

Température de l'air à l'entrée du carburateur : $37,8^\circ \text{C}$

Température du mélange carburé : $149,9^\circ \text{C}$

Température de l'huile : $57,2^\circ \text{C}$

Température de l'eau de refroidissement : 100°C .

3. Moteur 11 CV Citroën.

Cycle : 4 temps
 Nombre de cylindres : 4
 Alésage : 78 mm
 Course : 100 mm
 Cylindrée : 1 911 cm³
 Taux de compression : 6,2
 Soupapes : en tête
 Allumage : batterie 6 volts, allumeur SEV, bougie AC 44 L
 Carburateur : Solex
 Refroidissement : par eau.

La culasse de série, de forme sensiblement hémisphérique, a été percée entre le plan de joint et la bougie d'allumage d'un orifice permettant le montage d'un capteur de pression ; la longueur du canal de communication était suffisamment faible pour ne pas perturber les mesures.

La température d'eau a été maintenue à 80° C pendant la durée des essais. Le freinage du moteur était assuré par un frein hydraulique.

II. APPAREILS DE MESURES STATISTIQUES UTILISÉS POUR L'ÉTUDE DE LA COMBUSTION NORMALE

Introduction.

L'étude statistique de la combustion nécessite la détermination des distributions de fréquence des paramètres choisis pour caractériser le phénomène au cours de son évolution.

La première idée qui vient à l'esprit est d'enregistrer la grandeur à étudier en un nombre de cycles assez grand pour que l'échantillon ainsi obtenu représente la population-mère avec une approximation suffisante, puis d'établir à partir de ce document les courbes de distribution de fréquence. Ce procédé simple présente l'avantage important de réduire la durée des essais au minimum exigé par les lois statistiques ; mais la longueur du dépouillement en constitue un inconvénient majeur : les populations que nous avons à étudier nécessitent parfois des échantillons de l'ordre de 1 000 unités, et la méthode est inutilisable si l'on ne dispose pas d'un appareil de lecture automatique dont la réalisation se révèle particulièrement délicate en raison de la précision demandée.

L'opération de dépouillement automatique se trouve en quelque sorte réalisée dans les méthodes stroboscopiques, au prix cependant d'une augmentation sensible de la durée des essais. Les appareils que nous avons utilisés fonctionnent suivant ce principe qui consiste à enregistrer directement la fréquence relative (ou la fréquence cumulée relative) correspondant à un niveau donné de la grandeur étudiée, au lieu de mesurer cette grandeur cycle par cycle ; on peut ainsi tracer la courbe des fréquences point par point en recommençant l'opération pour différentes valeurs de la variable de façon à explorer entièrement la zone de dispersion.

Ayant adopté la méthode stroboscopique, nous avons été conduit à prévoir les appareils pour le tracé des courbes de fréquences cumulées ; le tracé direct des courbes de densité de fréquence se heurte en effet à de nombreuses difficultés, notamment celle de réaliser des intervalles de variation faibles et néanmoins définis avec une bonne précision relative.

Antérieurement à notre travail, VICHNIEVSKY et ses collaborateurs (30) ont réalisé différents appareils du type stroboscopique destinés à l'étude statistique de la combustion normale ou anormale. En particulier, MASSOUMIAN (31) a utilisé dans ses expériences sur la combustion normale dans le moteur C. F. R. un dispositif permettant de déterminer des courbes de fréquences cumulées

où la variable aléatoire était l'angle de rotation pour une pression donnée. Cet appareil ne convenait pas ainsi que nous l'exposons ci-après pour l'exploration complète de la zone de combustion, objet de notre étude ; nous avons donc été amené à en modifier le principe. Le nouvel appareil a été réalisé par SOUKIASSIAN à l'aide d'éléments antérieurement étudiés par lui pour la construction de divers appareils de mesure (32).

En plus de la mesure des pressions, notre appareillage permettait l'étude statistique des instants de passage de la flamme en différents points de la chambre de combustion.

1. Mesure statistique des pressions.

a. Choix de la variable aléatoire.

Une étude statistique de la combustion à volume constant pourrait *a priori* s'effectuer en mesurant dans un grand nombre d'expériences le temps mis pour atteindre des pressions données. Cette méthode est inutilisable dans le cas des moteurs alternatifs, si l'on veut étudier l'ensemble de la propagation ; en effet, la combustion se déroulant à volume d'abord décroissant puis croissant et ne se terminant de ce fait qu'après le maximum de pression (dont la valeur dépend elle-même de la loi de combustion), il existe, dans la zone de combustion, des pressions atteintes par certains cycles et non par d'autres ; la mesure du temps pour les pressions supérieures à la pression maximum la plus faible se fait donc sur des échantillons systématiquement faussés et les résultats ne sont exploitables qu'au-dessous de cette pression. Cette difficulté disparaît évidemment si l'on choisit comme variable aléatoire la valeur de la pression pour les angles de rotation donnés. Nous n'avons donc pas conservé l'appareil de MASSOUMIAN conçu pour la mesure des temps et dérivé directement de dispositifs de mesure statistique du délai de détonation, pour lesquels le problème signalé plus haut ne se posait pas. Pour cet expérimentateur, qui avait surtout en vue l'étude de la phase principale de combustion dans le monocylindre C. F. R., la limitation imposée par l'appareil ne constituait qu'un obstacle mineur par suite de la combustion relativement rapide de ce moteur ; elle était inadmissible, dans notre cas, pour l'exploration complète de la combustion dans des conditions de fonctionnement très variées.

b. Principe de la méthode.

Dans son principe, la méthode consiste à déterminer pour un angle de rotation déterminé le nombre de cycles pour lesquels la pression est supérieure à une valeur donnée. Nous avons utilisé comme détecteur de pression le capteur à membrane équilibrée du manographe stroboscopique VICHNIEVSKY (33). L'élément essentiel de ce capteur est une membrane encastrée recevant sur l'une de ses faces la pression régnant dans le cylindre, sur l'autre une contre-pression réglable ; en se déformant, cette membrane met à la masse une électrode centrale lorsque la pression dans le cylindre est supérieure à la contre-pression. Cet appareil convient particulièrement bien à la mesure de fréquences cumulées du fait de son fonctionnement par tout ou rien ; il supprime par ailleurs la sujétion de l'étalonnage. Le capteur joue le rôle d'interrupteur et laisse passer ou non, suivant le sens de la différence des pressions, un signal émis par le moteur à chaque tour et calé à l'angle de rotation choisi ; il suffit d'enregistrer à l'aide d'un compteur électronique le nombre de signaux sur un temps donné, pour avoir la proportion de cycles dont la pression à cet angle de rotation est, suivant le montage choisi, inférieure ou supérieure à la valeur de la contre-pression. En faisant varier la valeur de la contre-pression, on obtient la courbe des fréquences cumulées correspondant à l'angle considéré ; en recommençant l'opération pour différents angles de rotation, on peut explorer le diagramme dans son entier.

Le montage doit permettre d'obtenir un signal aussi bref que possible afin que l'angle de rotation étudié soit parfaitement défini. De plus, l'émetteur de signal doit être entraîné par le moteur avec

le minimum de jeu pour la même raison et pour ne pas introduire de dispersion parasite ; ces précautions sont essentielles du fait des pentes très élevées des courbes de pression pendant la combustion dans certaines conditions de réglage. Nous avons donc accouplé directement l'appareil en bout de vilebrequin par l'intermédiaire d'un joint de caoutchouc de constante de torsion très élevée, mais possédant une élasticité conique suffisante pour éviter que de légers défauts d'alignement provoquent des efforts importants dans la ligne d'arbre. La nécessité de monter l'émetteur directement en bout de vilebrequin nous a fait adopter l'enregistrement des cycles dont la pression est supérieure à la contre-pression, afin d'éliminer les signaux correspondant à la phase d'admission ou d'échappement et de simplifier ainsi le mode opératoire et l'interprétation.

c. Description de l'appareillage.

1) Première réalisation.

La réalisation de l'ensemble dont nous avons donné le principe pourrait se concevoir suivant un schéma extrêmement simple, réduisant au maximum l'usage d'appareils électroniques. Ainsi dans

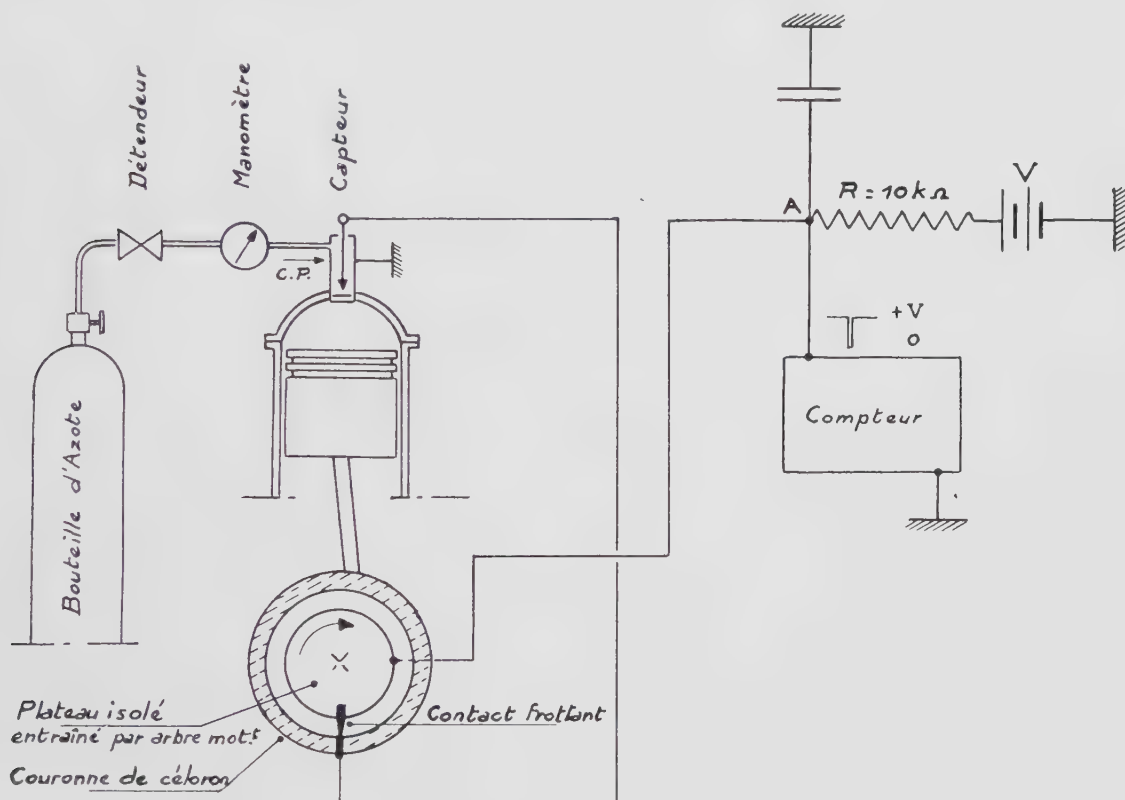


FIG. 11. — Appareil de mesure simplifié.

le premier appareil que nous avons réalisé (fig. 11) le signal était fourni par un contacteur mécanique monté en bout d'arbre et inséré dans le circuit d'une pile en série avec le capteur à membrane équilibrée. Le compteur électronique connecté au point A enregistrait un signal si le contact se produisait alors que l'électrode du capteur était à la masse (pression dans le moteur supérieure à

la contre-pression). Malgré la simplicité séduisante de cet appareillage, nous nous sommes heurté à la difficulté de réalisation du contacteur qui devait fournir un signal bref et identique à chaque tour du moteur et cette version simplifiée n'est à retenir pratiquement que pour les moteurs lents.

2) Version définitive.

Nous avons ainsi été amené à utiliser un émetteur magnétique sans frottement mis au point par le laboratoire de mesures de la *Station Claude BONNIER* pour le repérage des angles de rotation sur les diagrammes d'indicateurs (32). Il se compose d'un détecteur formé d'un aimant permanent portant un bobinage et terminé en pointe formant pièce polaire. Le détecteur est fixé sur un bras

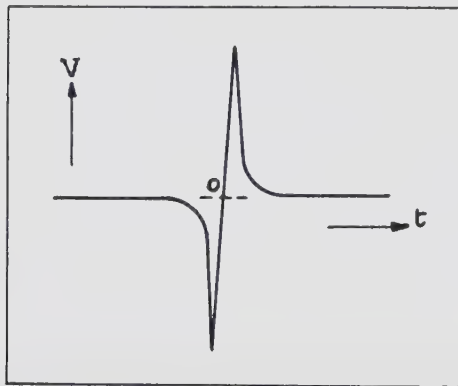


FIG. 12.

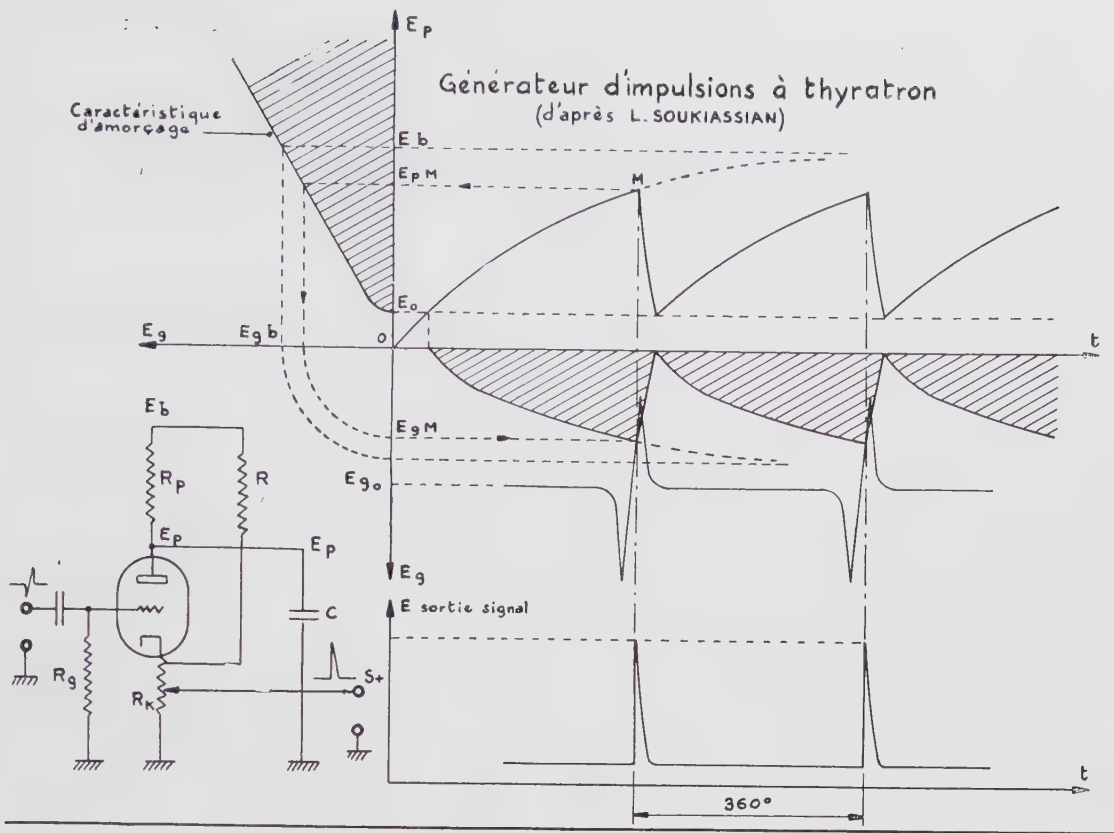
solidaire du bâti du moteur en regard d'un disque tournant accouplé au vilebrequin. Le passage d'une pointe fixée sur le disque provoque une modification du circuit magnétique et induit de ce fait dans la bobine une force électromotrice qui a la forme indiquée sur la figure 12 et dont la tension de crête est de l'ordre du volt. Il suffit de déplacer angulairement le bras portant le détecteur pour caler le signal à une valeur donnée de l'angle de rotation. Par la suite, la pointe a été remplacée par un trou foré dans le disque et fournissant un signal beaucoup plus bref.

La forme étalée de la tension induite ne permet pas d'utiliser directement le signal brut ; un générateur d'impulsion à deux étages le transforme en un signal bref. Le deuxième étage en forme l'élément essentiel ; il est constitué par une bascule à une position d'équi-

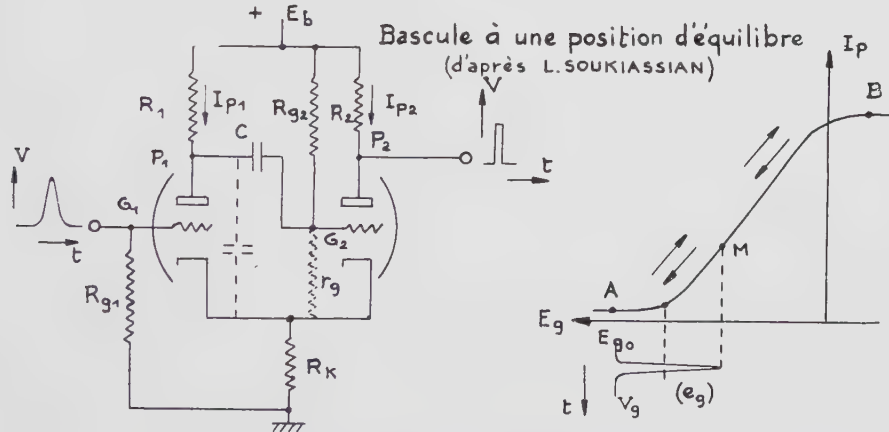
libre (monostable) dont le schéma est représenté sur la figure 13. En l'absence de perturbation extérieure, l'état d'équilibre de la bascule est donné, dans le plan courant plaque/tension grille, sur la figure : la lampe 2 est saturée (point B), la lampe 1 est bloquée (point A) ; une impulsion positive appliquée sur la grille de la lampe 1 et d'amplitude suffisante pour amener le point M sur la partie ascendante de la caractéristique provoque, si la constante de temps CR_{g_2} est grande par rapport à la durée de l'impulsion, un basculement quasi instantané (durée de l'ordre de 10^{-6} s), le point de fonctionnement de la lampe 2 venant en A, celui de la lampe 1 en B. Ce nouvel état ne peut subsister car la capacité C, se déchargeant, provoque une augmentation progressive du potentiel de la grille G_2 et, à partir d'une certaine valeur, un nouveau basculement, le système revenant à sa position d'équilibre primitive. Le signal de sortie, pris sur la plaque de la lampe 2, affecte une forme pratiquement rectangulaire ; il est d'autant plus bref que la constante de temps CR_{g_2} est plus faible. Ce montage permet d'accroître l'amplitude du signal de sortie sans en augmenter la durée.

D'après ce qui précède, la nécessité d'avoir une constante de temps CR_{g_2} faible impose en contrepartie d'utiliser un signal d'entrée à front relativement raide ; aussi le signal brut ne convient-il pas. Cette première mise en forme est effectuée dans le premier étage par un générateur à thyatron dont le principe est schématisé sur la figure 13. Le signal brut est appliqué sur la grille d'un thyatron dont le point de fonctionnement initial tombe hors de la zone d'amorçage. A l'instant où la tension signal coupe la caractéristique critique (point M), le thyatron s'amorce, sa résistance interne tombe à une valeur très faible et la capacité se décharge avec la constante de temps $R_k C$ jusqu'à ce que le potentiel au point P ait atteint la valeur critique de désamorçage. A ce moment, la décharge s'arrête et le condensateur se recharge avec la constante de temps $R_p C$ jusqu'à ce qu'une nouvelle

a



b



Formes successives des signaux

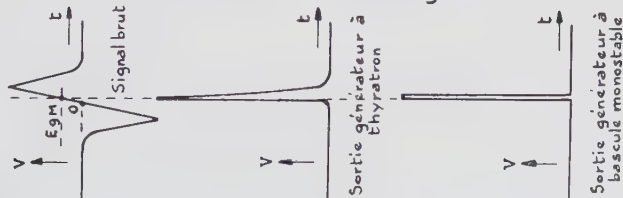


FIG. 13. — Générateurs d'impulsions.

impulsion perturbatrice vient à nouveau amorcer le thyatron. La constante de temps $R_p C$ est telle qu'à 3 000 tr/mn $E_{pM} = \frac{9}{10} E_b$, E_b étant la tension de polarisation de la plaque. La résistance cathodique est montée en potentiomètre et le signal de sortie est pris au point milieu de ce potentiomètre ; il est positif et affecte la forme indiquée sur la figure : la partie ascendante pratiquement verticale est suivie d'un arc d'exponentielle à pente négative ; le signal est d'autant plus bref que la constante de temps $R_p C$ est plus faible.

Le potentiomètre permet de régler l'amplitude du signal mais, comme celui-ci est produit par une décharge de condensateur, la durée augmente avec l'amplitude pour des conditions de réglage données ; par ailleurs, l'impulsion de sortie est toujours nettement plus large pour une amplitude donnée que celle du générateur à bascule monostable. Aussi, n'avons-nous utilisé le dispositif à thyatron que pour obtenir une première mise en forme du signal brut avant l'attaque de la bascule monostable.

Finalement, la succession des signaux est celle indiquée sur la figure. Du fait de la pente relativement grande de la partie médiane du signal brut, le point d'amorçage du thyatron et par conséquent, à une différence négligeable près, le calage du signal de sortie se trouvent très voisins du point O qui correspond à l'instant où les axes de la pièce polaire et de la pointe tournante coïncident. L'écart n'excède pas 0,25° à 3 000 tr/mn.

Remarquons qu'il est essentiel que la forme du signal brut soit celle indiquée sur les figures ; si en effet on inverse les bornes de sortie du détecteur magnétique (fig. 14), le calage du signal de sortie se trouve décalé par rapport au point O d'une quantité pouvant atteindre 15°.

En possession d'un signal correct nous avons tenté d'utiliser directement le capteur à membrane équilibrée pour assurer la sélection des cycles par rapport à une pression donnée. Ce montage n'a pas fonctionné d'une façon satisfaisante par suite de l'insuffisance de la résistance d'isolement du capteur qui se trouvait être du même ordre que l'impédance d'entrée du compteur électronique. Nous avons dû interposer un nouvel organe appelé amplificateur à coïncidence ou porte électronique. Le capteur est utilisé pour ouvrir ou fermer le circuit d'une source de courant continu (fig. 15). Le

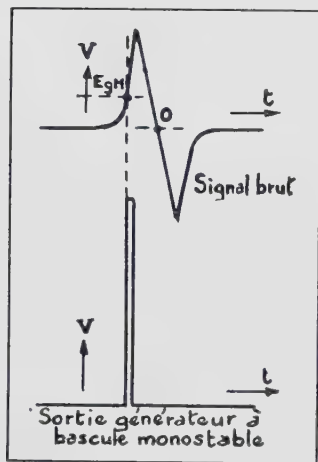


FIG. 14.

potentiel en A est de forme rectangulaire, la largeur du palier étant liée à la forme du diagramme et à la valeur de la contre-pression ; le potentiel est nul lorsque la pression dans le cylindre est supérieure à la contre-pression, négatif ($-V$) en dehors de cette zone. Le signal issu de A est appliqué sur la grille supprimeuse d'une pentode qui constitue l'élément essentiel de la porte électronique. Le signal issu de la bascule monostable et émis à chaque tour à un angle de rotation fixe attaque la grille de commande de la pentode. Le signal de sortie, pris sur la plaque de la pentode, est composé d'une tension rectangulaire de largeur égale à celle du point A avec superposition ou non du signal d'angle suivant que son calage tombe ou non à l'intérieur de la tension rectangulaire découpée par le capteur, la pentode étant bloquée lorsque le potentiel $-V$ est appliqué à la grille supprimeuse et conductrice lorsque celle-ci est à la masse. Un détecteur à un niveau convenable permet d'isoler le signal d'angle qui est ensuite appliqué à l'entrée d'un compteur électronique. L'appareil enregistre ainsi, pendant un temps donné, le nombre de cycles pour lesquels, à l'angle de rotation correspondant au signal d'angle, la pression est supérieure à la valeur de la contre-pression.

Au lieu d'exécuter la mesure sur un temps donné, nous nous sommes en réalité fixé un nombre de cycles de référence ; à cet effet, le contacteur de mise en fonctionnement commande simultanément

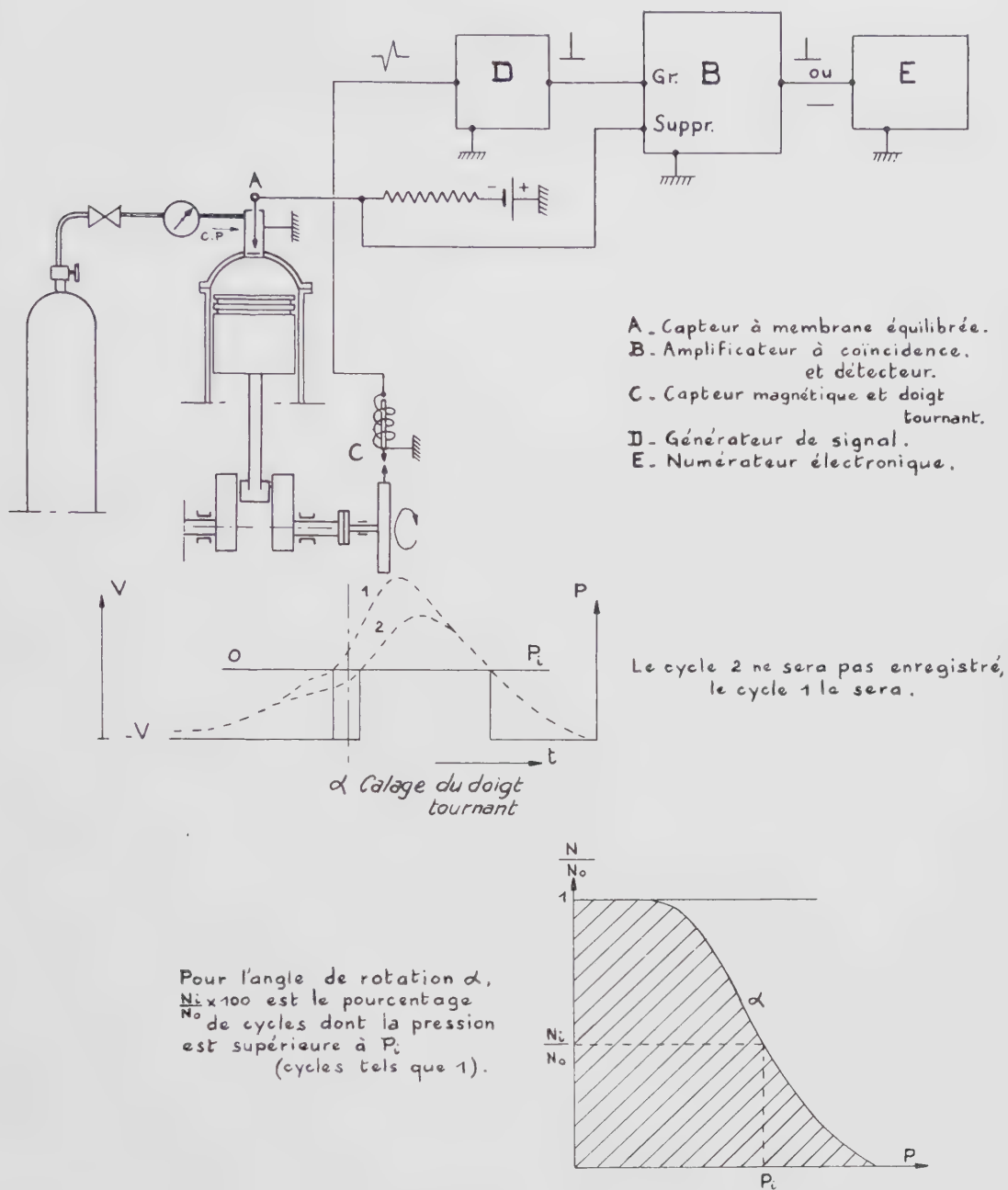


FIG. 15. — Schéma de principe de l'appareil de mesure de pression.

un totalisateur de tours électrique monté sur un arbre à mi-vitesse ; ce procédé élimine l'influence explicite des fluctuations de vitesse au cours de la mesure dans le cas de moteurs freinés par dynamo et permet d'obtenir directement la fréquence relative sans faire intervenir la mesure de la vitesse de rotation.

Toutes les expériences, dont les résultats font l'objet de la seconde partie de ce travail, ont été effectuées avec la version définitive représentée sur la figure 15. Un exemple d'enregistrement est reproduit sur la figure 29.

3) *Précision des mesures.*

Nous n'examinerons ici que la précision individuelle des différents éléments du montage.

L'erreur sur les pressions est due essentiellement à la sensibilité relativement faible du capteur à membrane équilibrée. Dans les essais comparatifs, il n'y a lieu de considérer que les variations de cette sensibilité au cours du temps, variation qui peut atteindre $\pm 0,2 \text{ kg/cm}^2$ (34). Nous avons utilisé pour la mesure de la contre-pression appliquée au capteur deux manomètres : $0-16 \text{ kg/cm}^2$ et $0-100 \text{ kg/cm}^2$, préalablement étalonnés ; les lectures étaient effectuées à $0,04 \text{ kg/cm}^2$ près sur le manomètre basse pression, à $0,1 \text{ kg/cm}^2$ près sur le manomètre haute pression. En définitive, la précision relative est médiocre dans la zone des basses pressions où l'erreur peut atteindre 10 % ; cette erreur se réduit à 1 ou 2 % dans la phase médiane de la combustion pour la pleine charge du moteur.

La précision sur les angles de rotation dépend de l'erreur de calage de l'indicateur d'angle ($\pm 0,5^\circ$ à 1°), de l'écart entre le calage mécanique et l'instant d'apparition du signal ($0,25^\circ$ à $3\ 000 \text{ tr/mn}$), de la largeur du signal (de l'ordre de $0,5^\circ$ à $3\ 000 \text{ tr/mn}$) et enfin de la lecture des angles de rotation ($\pm 0,25^\circ$). Dans les essais comparatifs, seule intervient l'erreur de lecture des angles de rotation. La largeur du signal ne concerne pratiquement que le paramètre dispersion. Nous verrons au chapitre III l'incidence de ces erreurs sur le résultat des interprétations.

Remarque.

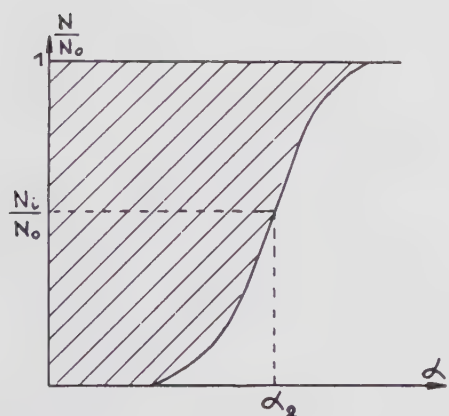
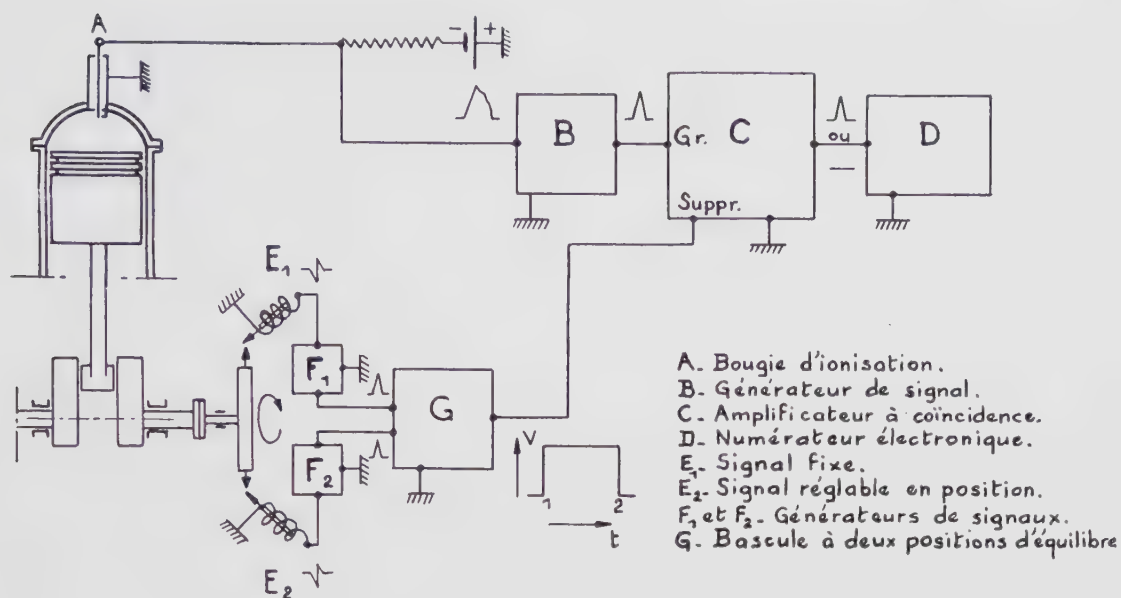
Le principal inconvénient de cette méthode est de donner lieu à des essais extrêmement longs ; pour être utilisables, les relevés doivent s'étendre à toute la zone de combustion avec des intervalles d'angle de rotation suffisamment rapprochés pour que l'interpolation soit correcte : on est ainsi amené à tracer en moyenne 15 courbes de fréquence au moins comportant chacune 15 à 20 relevés de 1 000 cycles (*cf.* chapitre III), ce qui représente environ six à huit heures de mesure effective. Il est parfois difficile, en mélange pauvre par exemple, si l'on ne dispose pas de frein synchrone pour assurer la constance de la vitesse, de maintenir uniformes les conditions de fonctionnement du moteur sur toute la durée de la mesure.

La méthode que nous allons examiner maintenant élimine en grande partie cet inconvénient puisqu'elle ne nécessite que le tracé d'une courbe de fréquence ; cependant les renseignements fournis sont moins complets et, dans la mesure du possible, nous avons utilisé les deux procédés.

2. *Mesure statistique des durées de propagation de la flamme.*

L'appareil que nous avons utilisé permet de mesurer la proportion des cycles pour lesquels la flamme arrive en un point déterminé de la chambre de combustion avant un instant donné ou, ce qui revient au même, avant un angle de rotation donné. En faisant varier cet angle de rotation on obtient la courbe des fréquences cumulées en fonction de l'angle.

Le passage de la flamme est détecté par le phénomène d'ionisation. La bougie d'ionisation est montée dans le circuit d'une source de courant continu (fig. 16). Il apparaît en A, au passage de la flamme, un signal dont la pente positive est relativement raide ; la partie à pente négative est par contre assez étalée et présente des ondulations dues notamment aux mouvements de gaz au voisinage des électrodes. Pour cette raison, le signal brut passe dans un générateur d'impulsion à thyatron. L'impulsion de sortie est appliquée à la grille de commande d'une pentode montée en amplificateur à coïncidence. La grille supprimeuse est polarisée par une tension rectangulaire débutant en 1 à



Calage des signaux

$\frac{N_c}{N_0} \times 100$ est la pourcentage de cycles dans lesquels la flamme passe au point de la chambre où est montée la bougie d'ionisation à un instant antérieur à α_i .

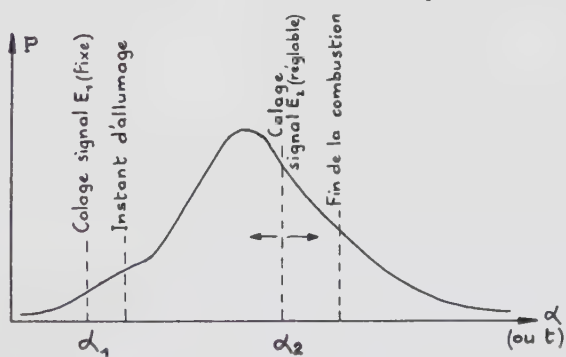


FIG. 16. — Schéma de principe de l'appareil de mesure des instants de passage de la flamme en un point de la chambre.

un instant quelconque antérieur par exemple à l'instant d'allumage et se terminant en 2 à un instant correspondant à un certain angle de rotation α_2 . La pentode est conductrice à l'intérieur du rectangle, bloquée à l'extérieur. Le signal de sortie est appliqué à un compteur électronique qui enregistre ainsi le nombre de signaux d'ionisation antérieurs à l'angle α_2 .

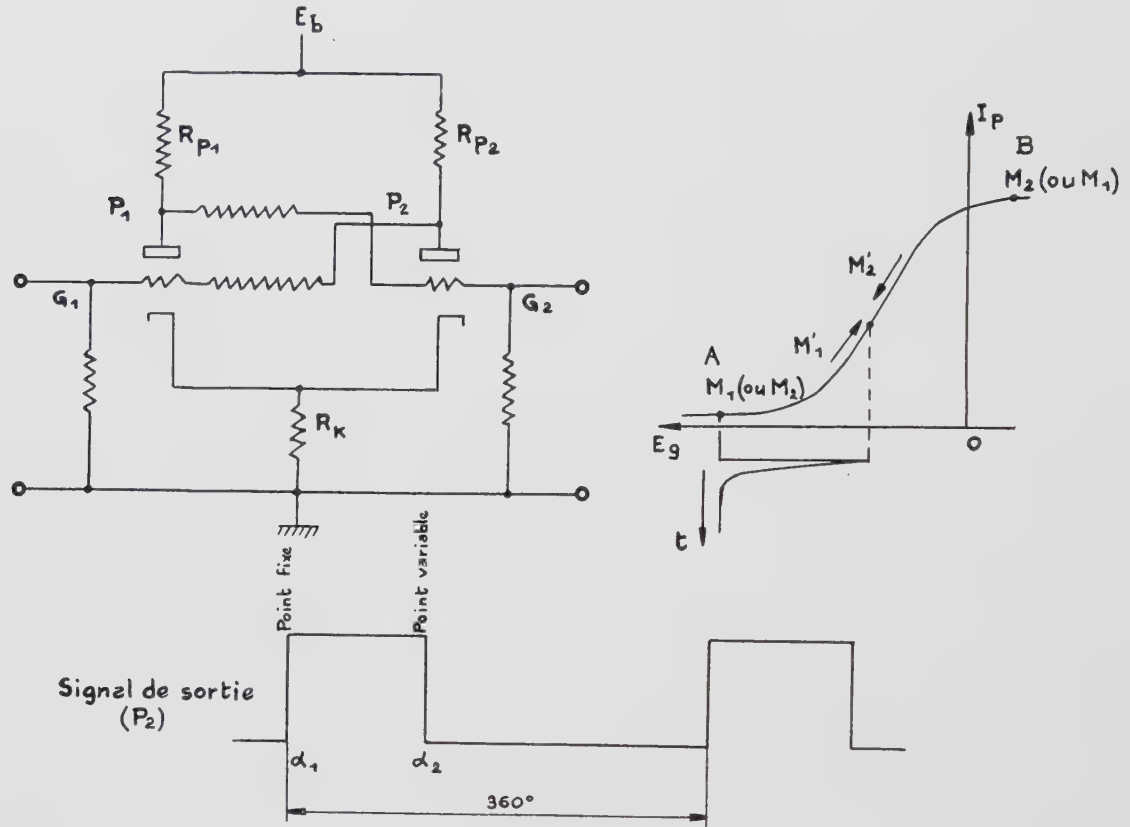


FIG. 17. — Schéma de la bascule à deux positions d'équilibre.

La tension rectangulaire est réalisée à l'aide d'une bascule à deux positions d'équilibre (bistable), commandée aux instants 1 et 2 par des signaux fournis par des émetteurs magnétiques et mis en forme dans des générateurs de signaux à thyatron. Le schéma de la figure 17 en montre le principe. Un tel montage ne peut avoir que deux positions de fonctionnement stable : soit la lampe 1 bloquée (point de fonctionnement M_1 en A) et la lampe 2 saturée (point de fonctionnement M_2 en B), soit la lampe 1 saturée (M_1 en B) et la lampe 2 bloquée (M_2 en A). Supposons que, M_1 étant en A, M_2 en B, on applique sur la grille de la lampe 1 un signal positif d'amplitude suffisante pour que M_1 entre dans la partie ascendante de la caractéristique, en M ; la lampe 1 devenant conductrice, le potentiel en P_1 diminue et, par conséquent, le potentiel de la grille G_2 reliée par résistance à la plaque P_1 ; le point M_2 passe alors en M'_2 et le débit de la lampe 2 diminue et, par conséquent, le potentiel en P_2 augmente, provoquant ainsi un nouvel accroissement du potentiel de G_1 . Ainsi le point M_1 se déplace constamment vers la droite, le point M_2 vers la gauche ; le processus ne s'arrête que lorsque M_1 a atteint le point B et M_2 le point A, où un nouvel accroissement de EG_1 ou une diminution de EG_2 n'engendrent plus de variation du courant plaque. Une nouvelle impulsion positive

appliquée sur la grille de la lampe 1 ne pourra modifier cet état d'équilibre, avant qu'un nouveau basculement ramenant M_1 en A et M_2 en B ne se soit produit ; ce deuxième basculement peut être obtenu par un deuxième signal positif appliqué sur la grille de la lampe 2. En définitive, si l'on attaque G_1 par un signal calé en α_1 , G_2 par un signal calé en α_2 , on obtient en fonction du temps sur la plaque P la tension en créneaux représentée sur la figure. Les indications du compteur électronique, branché à la sortie de l'amplificateur à coïncidence, et celles d'un totalisateur de tours, déclenché simultanément, permettent de déterminer la proportion de cycles pour lesquels la flamme atteint le point considéré de la culasse avant l'angle α_2 ; en faisant varier le calage de l'émetteur correspondant à α_2 , les valeurs obtenues décrivent la courbe des fréquences cumulées en fonction de l'angle. Il faut bien entendu que α_1 soit antérieur à l'instant de passage de la flamme pour les combustions les plus rapides. Cet appareil n'utilise que des générateurs de signaux à thyatron. En effet, la bascule étant déclenchée par le front du signal, il suffit, pour que les angles α_1 et α_2 soient bien définis, de disposer d'une impulsion à front raide sans qu'elle soit nécessairement très brève ; il en est de même pour le signal d'ionisation qui n'entre à l'intérieur de la tension rectangulaire que par le côté 2. Dans le cas des relevés de pression, au contraire, il a fallu ajouter la bascule monostable pour parfaire la finesse du signal d'angle, celui-ci étant susceptible d'attaquer la tension rectangulaire du capteur par les deux côtés. La précision de mesure des angles de rotation est de l'ordre de celle indiquée au paragraphe précédent.

CHAPITRE III

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

I. CALCUL DE LA MOYENNE ET DE L'ÉCART TYPE DÉTERMINATION DES LIMITES DE CONFIANCE

L'étude de l'influence des différents paramètres sur le phénomène de combustion nous conduit en premier lieu à calculer, à partir des courbes de fréquences cumulées, les moyennes arithmétiques des pressions ou des instants de passage de flamme en certains points de la chambre de combustion ; pour caractériser le phénomène de dispersion, nous avons choisi l'écart type d'usage courant en statistique (35).

La présentation des résultats sous forme de courbes de fréquences cumulées conduit à des calculs de moyenne et d'écarts types particulièrement simples.

Nous examinerons ensuite avec quelle exactitude les échantillons considérés représentent les populations étudiées.

1. Calcul de la moyenne.

Considérons la courbe de fréquences cumulées de la figure 15 correspondant à des relevés de pression pour un angle de rotation donné. La contribution à la moyenne des dN cycles dont la pression est comprise entre P et $P + dP$ est $\frac{PdN}{N_0}$ (1) et la moyenne s'écrit :

$$P_m = \int_0^1 P d\left(\frac{N}{N_0}\right)$$

(1) Étant donné le grand nombre de cycles utilisé, il est légitime de considérer les populations étudiées comme continues.

ou encore :

$$P_m = \int_0^\infty \frac{N}{N_0} dP = P_0 + \int_{P_0}^\infty \frac{N}{N_0} dP$$

P_0 étant une pression arbitraire de valeur suffisamment faible pour que la valeur de $\frac{N}{N_0}$ correspondante soit égale à 1. P_m est indépendant de P_0 pourvu que cette dernière valeur soit suffisamment faible.

L'intégration peut se faire par la méthode des trapèzes en prenant pour sommets les points expérimentaux :

$$P_m = P_0 + \sum_i \frac{N_i}{N_0} \Delta P_i$$

Si l'on a pris soin de choisir des intervalles de mesure égaux, l'expression de la moyenne devient :

$$P_m = P_0 + \frac{\Delta P}{N_0} \sum N_i \quad [30]$$

avec $P_0 = P_i - \frac{\Delta P}{2}$, P_1 correspondant au premier point expérimental du domaine d'intégration.

Le calcul de la moyenne se réduit donc pratiquement à une addition.

Dans le cas des relevés des instants de passage de flamme, les fréquences cumulées correspondent à des valeurs de la variable inférieures à un certain niveau ; l'expression de la moyenne prend une forme légèrement différente :

$$\alpha_m = \int_0^1 \alpha d\left(\frac{N}{N_0}\right) = \int_0^\alpha \left(1 - \frac{N}{N_0}\right) d\alpha = \int_0^{\alpha_0} \left(1 - \frac{N}{N_0}\right) d\alpha = \alpha_0 - \int_0^{\alpha_0} \frac{N}{N_0} d\alpha$$

α_0 étant un angle de rotation suffisamment grand pour que le $\frac{N}{N_0}$ correspondant soit égal à 1.

L'intégration par la méthode des trapèzes donne dans le cas d'intervalles de mesure égaux :

$$\alpha_m = \alpha_0 - \frac{\Delta \alpha}{N_0} \sum N_i \quad [31]$$

avec :

$$\alpha_0 = \alpha_1 + \frac{\Delta \alpha}{2}$$

2. Calcul de l'écart type σ .

Par définition :

a. Relevés de pression.

$$\text{variance} = \sigma^2 = \int_0^1 (P - P_m)^2 d\left(\frac{N}{N_0}\right) = \int_0^1 P^2 d\frac{N}{N_0} - P_m^2$$

d'après l'expression de la moyenne.

Une résistance électrique montée en amont du carburateur et alimentée par un alternostat permettait de régler la température du mélange carburé. Pour assurer un fonctionnement correct avec le benzène, nous avons dû travailler avec une température d'admission de 50° C, valeur qui a été conservée pour l'ensemble des essais.

La température de l'eau de refroidissement a été maintenue à 73° C.

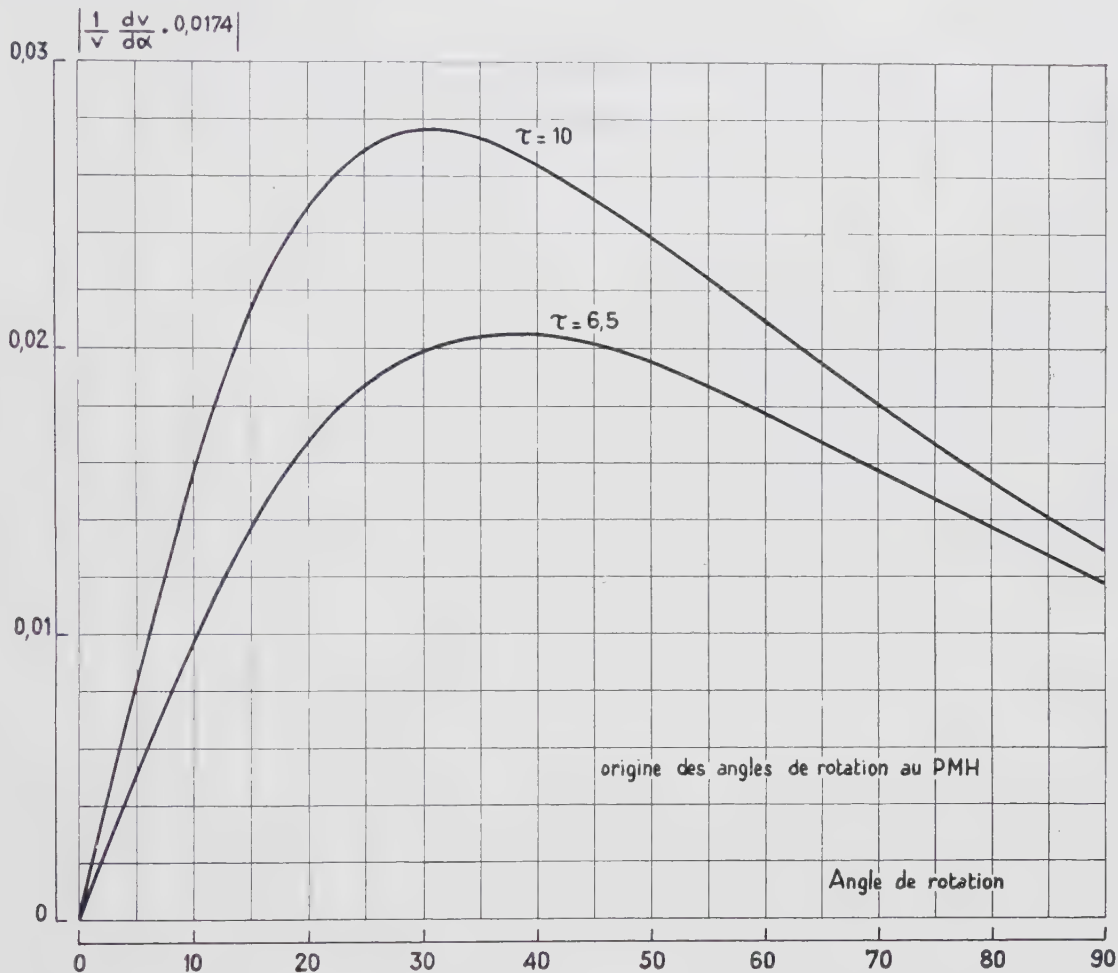


FIG. 7. — Valeurs de $\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{d\alpha}$ en fonction de l'angle de rotation.

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. Taux de compression = 6,5 et 10.

2. Monocylindre C.F.R.

Nous avons utilisé le moteur standard destiné à la mesure des indices d'octane par la méthode F_2 .

Principales caractéristiques :

Cycle : 4 temps
Alésage : 82,5 mm
Course : 115 mm

Cylindrée : 615 cm³
Taux de compression : variable
Soupapes : en tête.

Le calcul sera d'abord effectué dans l'hypothèse d'une population-mère infinie homogène, l'échantillonnage étant réalisé au hasard. Nous examinerons ensuite la validité de cette hypothèse.

a. Moyenne.

Quelle que soit la forme de la loi de distribution de la population, les moyennes calculées à partir d'échantillons simples sont distribuées, si l'effectif N_0 des échantillons est suffisamment grand, suivant une loi normale de moyenne m et d'écart type $\frac{\sigma}{\sqrt{N_0}}$, m et σ étant la moyenne et l'écart type de la population-mère. Il est donc facile dans le cas d'un échantillonnage simple, en estimant σ à partir de l'échantillon lui-même, de calculer l'intervalle dans lequel la moyenne vraie m se situe avec une probabilité donnée *a priori*.

Dans notre cas, si r est le nombre de points expérimentaux utilisé pour tracer une courbe de fréquences cumulées, le nombre de cycles qui « participent » au calcul des paramètres statistiques est rN_0 . Du fait que l'on n'utilise pas la totalité de l'information de cet ensemble de rN_0 cycles, l'écart type de la moyenne, σ_m , doit être supérieur à $\frac{\sigma}{\sqrt{rN_0}}$ valeur qui correspondrait au cas de l'exploitation complète d'un échantillon de rN_0 unités ; par ailleurs σ_m doit être inférieur à $\frac{\sigma}{\sqrt{N_0}}$ qui caractérise la dispersion de moyennes calculées à partir d'échantillons de N_0 unités, par suite d'une certaine compensation entre les r points de mesure. En définitive, on doit avoir *a priori* :

$$\frac{\sigma}{\sqrt{rN_0}} < \sigma_m < \frac{\sigma}{\sqrt{N_0}}$$

Nous allons maintenant essayer de calculer σ_m . Soit x la variable aléatoire (pression, angle de rotation), m la moyenne. Les expressions [30] et [31] montrent que m est la somme de r variables aléatoires N_i . La condition d'indépendance étant réalisée dans l'hypothèse d'un échantillonnage au hasard, on peut appliquer le théorème de l'addition des variances :

$$\sigma_m^2 = (\Delta x)^2 \sum_1^r \text{var} \left(\frac{N_i}{N_0} \right)$$

$$v_i = \frac{N_i}{N_0} \text{ suit une loi binomiale de variance } v_i \frac{(1 - v_i)}{N_0}.$$

Posons $\Delta x = a\sigma$, σ étant l'écart type de la population-mère, il vient :

$$\sigma_m^2 = \frac{a^2 \sigma^2}{N_0} \sum_1^r v_i (1 - v_i)$$

La somme $\sum_1^r v_i (1 - v_i)$ est inversement proportionnelle à a pour les valeurs de a suffisamment faibles. On peut donc écrire :

$$\sigma_m^2 = \frac{a \sigma^2}{N_0} \cdot K$$

Cette expression est valable quelle que soit la loi de distribution de la population-mère ; K ne dépend que de cette loi de distribution et peut être estimé à partir de la courbe expérimentale. Pour une loi normale, comme c'est le cas approximativement par les relevés de pression dans la zone la plus dispersée, $K \simeq 0,56$. Introduisons par ailleurs le nombre de points de mesure utiles r ; on peut estimer à environ 5σ l'intervalle de variation pratique, d'où :

$$a = \frac{5}{r-1} \simeq \frac{5}{r}$$

Par conséquent :

$$\sigma_{(p_{m \alpha_m})}^2 = \frac{5 \sigma^2}{r N_0} \cdot K$$

soit $\sigma_{(p_{m \alpha_m})}^2 = \frac{5 \sigma^2}{r N_0} \times 0,56 = \frac{2,8 \sigma^2}{r N_0}$ dans le cas d'une loi normale.

Nous avons bien :

$$\frac{\sigma^2}{r N_0} < \frac{2,8 \sigma^2}{r N_0} < \frac{\sigma^2}{N_0}$$

le raisonnement précédent supposant : $r \gg 2,8$.

On voit que r et N_0 interviennent de façon tout à fait symétrique, à condition bien entendu que r soit suffisamment grand.

Connaissant l'écart type de la moyenne et sachant que celle-ci est distribuée suivant une loi normale, il est facile de déterminer la valeur du produit $r N_0$ pour que la probabilité de trouver m dans un intervalle donné prenne une valeur fixée *a priori*. Ainsi, si l'on veut qu'avec une probabilité de 0,99 l'erreur sur la moyenne ne dépasse pas $\pm \delta m$, il faut que : $2,33 \sigma_m \leq \delta m$, soit en remplaçant σ_m par sa valeur :

$$2,33 \sqrt{\frac{a K}{N_0}} \sigma \leq \delta m$$

$$\frac{N_0}{a} > \frac{5,4 K \sigma^2}{\delta m^2} \quad \text{dans le cas général}$$

$$\frac{N_0}{a} > \frac{3,03 \sigma^2}{\delta m^2} \quad \text{si la population-mère est normale}$$

σ , écart type de la population-mère, peut être estimé à partir d'expériences préliminaires.

Remarquons que si l'on pouvait utiliser la totalité de l'information susceptible d'être fournie par tous les cycles participant à la mesure, ce nombre de cycles serait réduit pour une précision donnée $5 K$ fois, c'est-à-dire 2,8 fois dans le cas d'une population normale.

b. Écart type.

Reprenons l'expression de la variance en prenant comme origine de la variable la moyenne et appliquons le théorème de l'addition des variances :

$$\text{var}(\sigma^2) = 4 \Delta x^2 \sum_i \left[x_i^2 \text{var} \left(\frac{N_i}{N_0} \right) \right]$$

Posons $\Delta x = a \sigma$, $x_i = y_i \sigma$ (y est la variable réduite correspondant à x), $\frac{N_i}{N_0} = v_i$.

Il vient, en faisant sortir de la somme les termes constants :

$$\text{var } \sigma^2 = \frac{4a^2\sigma^4}{N_0} \sum_i y_i^2 v_i (1 - v_i)$$

La somme $\sum y_i^2 v_i (1 - v_i)$ est inversement proportionnelle à a , si a est suffisamment faible, et on peut écrire :

$$\text{var } (\sigma^2) = \frac{4a\sigma^4}{N_0} \cdot K'$$

K' ne dépend que de la forme de la loi de distribution de la population-mère. En particulier $K' \simeq 0,46$ dans le cas d'une loi normale.

$$\text{On a ensuite :} \quad \text{var } (\sigma) = \frac{1}{4\sigma^2} \quad \text{var } (\sigma^2) = \frac{a}{N_0} K' \sigma^2$$

et :

$$\sigma'_\sigma = \sqrt{\frac{a}{N_0} K' \cdot \sigma}$$

Si l'on admet que σ se distribue suivant une loi normale, l'erreur relative sur σ sera inférieure à ε avec une probabilité de 0,99 si :

$$2,33 \frac{\sigma'_\sigma}{\sigma} < \varepsilon$$

ou :

$$2,33 \sqrt{\frac{a}{N_0} K'} < \varepsilon$$

d'où :

$$\frac{N_0}{a} > \frac{5,4 K'}{\varepsilon^2}$$

et en particulier $\frac{N_0}{a} > \frac{2,5}{\varepsilon^2}$ dans le cas où la population-mère est normale. En faisant intervenir le

nombre de points de mesure $r = \frac{5}{a}$, on vérifie encore dans cette dernière hypothèse que la variance de σ est comprise entre deux limites, l'une correspondant à l'exploitation complète de la totalité des rN_0 cycles, l'autre étant calculée sur un échantillon de N_0 unités. En effet :

$$\frac{\sigma^2}{2rN_0} < \frac{2,3\sigma^2}{rN_0} < \frac{\sigma^2}{2N_0}$$

La dernière inégalité est vérifiée si $r > 4,6$, ce que le calcul précédent suppose implicitement. On voit également que la variance de l'écart type est plus éloignée de la borne inférieure et plus proche de la borne supérieure que celle de la moyenne ; l'effet de compensation des fluctuations entre les différents points de mesure joue moins pour l'écart type que pour la moyenne.

Nous avons maintenant à choisir le nombre de points de mesure et le nombre de cycles de référence, qui, à partir d'une valeur de r suffisamment grande, influent de façon symétrique sur la précision de la moyenne ou de l'écart type. C'est en réalité a , intervalle relatif de mesure, et non r , qui se trouve déterminé par les expressions des variances, le nombre de points expérimentaux pouvant être inutilement grand pour la précision si les mesures se prolongent dans les parties asymptotiques des courbes de fréquences.

Il existe tout d'abord une borne supérieure de a pour que la méthode des trapèzes donne une approximation satisfaisante dans le calcul de m et de σ . C'est l'écart type qui est le plus affecté par ce procédé, aussi déterminerons-nous la borne supérieure de a de façon que l'erreur sur ce paramètre soit négligeable. Il suffit de se placer dans le cas approximatif d'une loi normale. L'erreur sur σ est de 0,2 % pour $a = 0,4$, + 1 % pour $a = 0,6$, + 3,5 % pour $a = 0,8$. Nous avons adopté $a \leq 0,4$.

Une fois déterminé $\frac{a}{N_0}$ de façon que l'erreur due aux fluctuations d'échantillonnage ne dépasse pas une valeur donnée, a et N_0 sont choisis de façon à réduire au maximum la durée des essais. Les valeurs optima de a et N_0 dépendent donc de la vitesse de rotation du moteur et du temps nécessaire au réglage de la variable. Un calcul simple montre qu'avec les appareils dont nous disposions nous avons intérêt à prendre a maximum, donc voisin de 0,4, même aux faibles vitesses de rotation ; la valeur minimum de N_0 s'ensuit immédiatement.

D'une façon générale, nous nous sommes fixé la précision de la moyenne ; celle de l'écart type a été calculée *a posteriori*.

Étudions deux exemples : dans le cas des relevés de pression, les écarts types les plus élevés que nous avons rencontrés sont de l'ordre de 6 kg/cm² correspondant à une courbe de fréquence située dans la phase médiane de la combustion. Une valeur de a égale à 0,4 conduit à :

$$\Delta P = 0,4 \times 6 = 2,4 \text{ kg/cm}^2$$

Pour des raisons évidentes de facilité de lecture sur le manomètre nous avons pris $\Delta P = 2 \text{ kg/cm}^2$ d'où $a = 0,33$. Nous avons adopté $|\delta P_m| \leq 0,200 \text{ kg/cm}^2$ avec une probabilité de 0,99, précision en rapport avec les possibilités du capteur.

La loi de distribution étant approximativement normale, on doit avoir :

$$N_0 \geq \frac{3,03 a \sigma^2}{(\delta P_m)^2} = \frac{3,03 \times 0,033 \times (\sigma)^2}{(0,2)^2} = 900 \text{ cycles}$$

Nous avons pris $N_0 = 1000$ cycles.

A $a = 0,33$ correspond $r = \frac{5}{0,33} + 1 = 16$.

La courbe de fréquences cumulées devra donc être tracée avec 16 points expérimentaux correspondant chacun à 1000 cycles.

A ces données correspond, avec une probabilité de 0,99, une erreur relative sur l'écart type inférieure à :

$$\pm \sqrt{2,5 \frac{a}{N_0}} = \sqrt{\frac{2,5 \times 0,33}{1000}} = \pm 3 \%$$

précision très suffisante pour la pratique.

Dans le cas des relevés d'ionisation, la valeur maximum de l'écart type observée dans nos mesures était de l'ordre de 15°. Avec $a = 0,4$ on obtient :

$$\Delta \alpha = 0,4 \times 15 = 6^\circ$$

Pour des commodités de lecture nous avons pris :

$$\Delta \alpha = 5^\circ$$

d'où :

$$a = 0,33$$

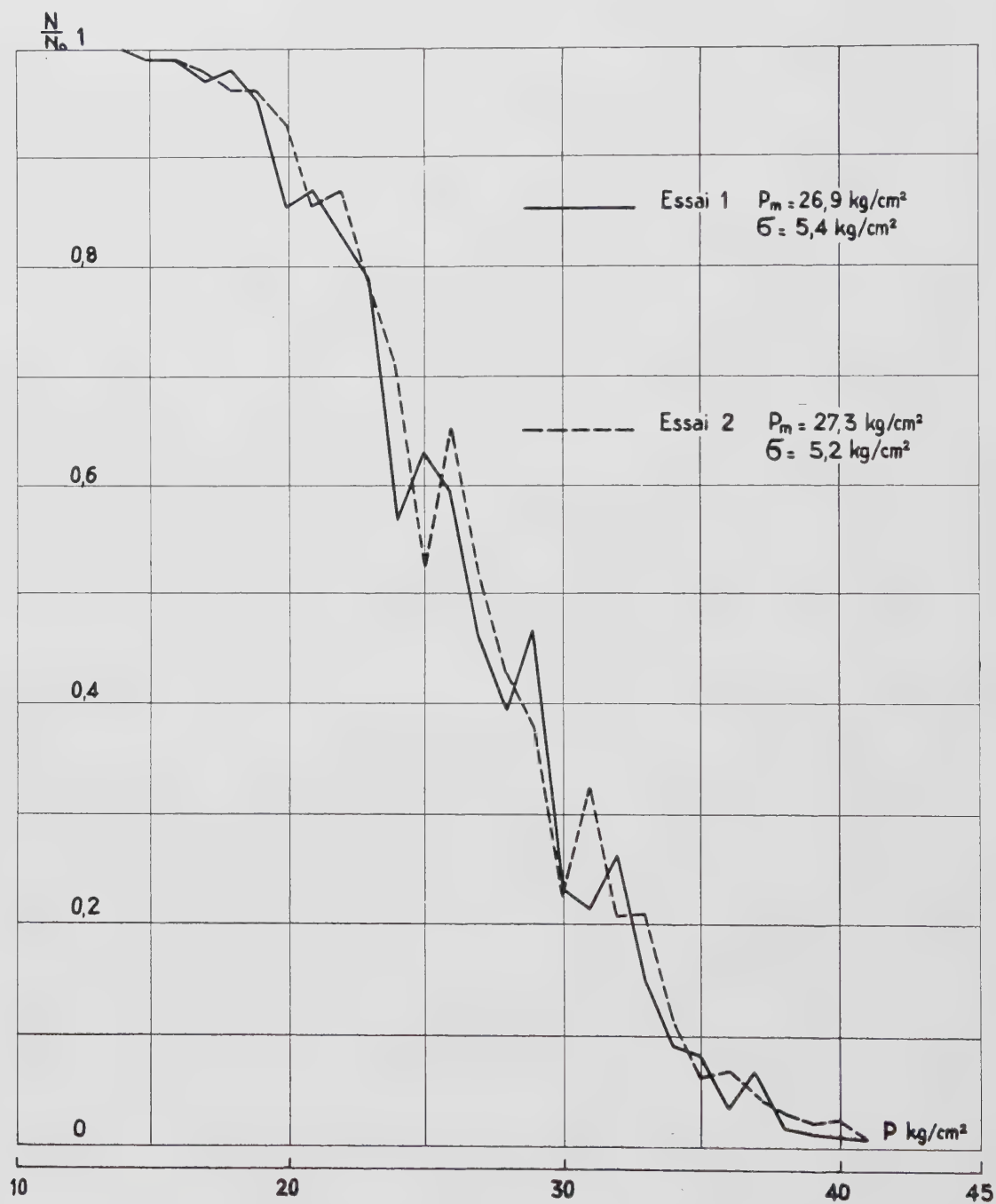


FIG. 18. — Essais de reproductibilité : $N_0 = 500$ cycles $\alpha = 0^\circ$ (P.M.H.).

Pour $|\delta\alpha_m| < 0,5^\circ$, il faut que :

$$N_0 > \frac{3,03 \times 0,33 \times (15)^2}{(0,5)^2} = 900$$

Comme précédemment l'erreur correspondante sur l'écart type est de $\pm 3\%$.

Pour chaque condition expérimentale nous avons ainsi déterminé la valeur de N_0 de façon que les fluctuations de la moyenne ne dépassent pas :

± 200 g pour les relevés de pression;

$\pm 0,50^\circ$ pour les relevés d'ionisation.

Les fluctuations de l'écart type, calculées comme précédemment, étaient au maximum de 5% .

Remarque.

On pourrait réduire théoriquement le nombre d'essais pour une précision donnée en adaptant la valeur de $\frac{a}{N_0}$ en chaque point de la courbe. Pour des raisons de commodité, nous avons conservé N_0 constant dans chaque série d'essais, mais dans le cas de populations très dispersées nous avons parfois augmenté la valeur de a sur les parties asymptotiques des courbes sans altérer pratiquement la précision.

La figure 18 donne un exemple d'essai de reproductibilité effectué avec $N_0 = 500$ et correspondant à un relevé de pression à 3 000 tr/mn en mélange riche ; elle montre qualitativement et quantitativement comment les fluctuations peuvent se compenser d'un essai à l'autre.

La figure 19 met en évidence l'influence du nombre de cycles de référence N_0 sur l'amplitude des fluctuations. On voit également que ces relevés effectués dans la phase médiane de la combustion suivent approximativement une loi normale.

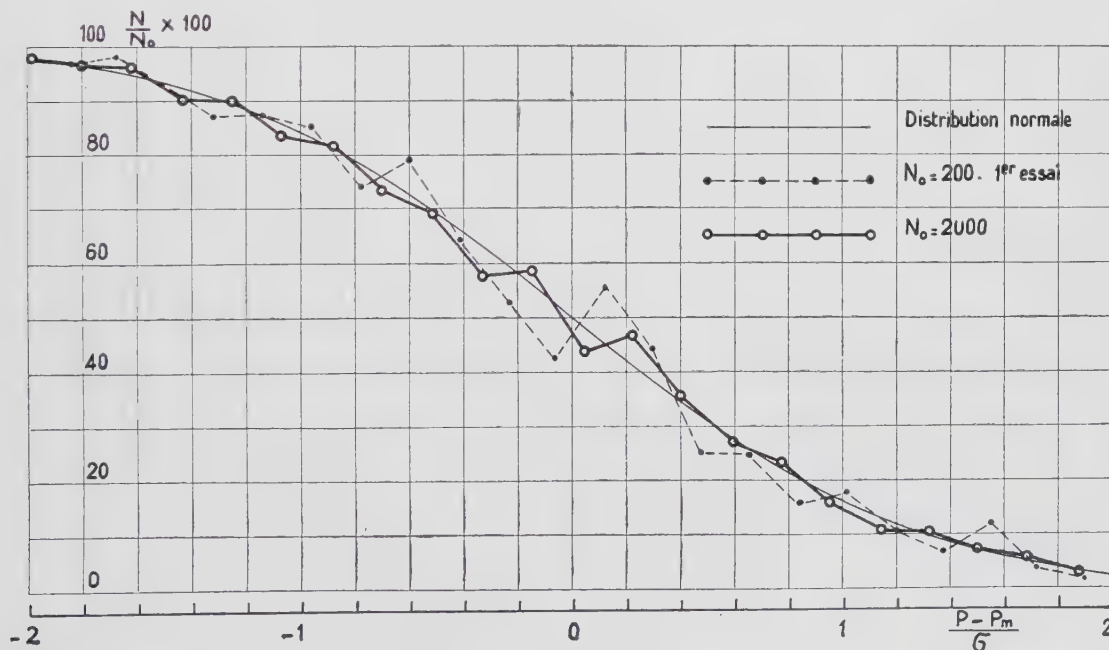


FIG. 19.

Une investigation directe de la variance de $\frac{N_t}{N_0}$ en quelques points de la courbe de fréquence nous a montré que l'amplitude des fluctuations est notablement supérieure à celle calculée par la loi binomiale.

Nous pensons qu'il s'agit là d'une cause d'erreur supplémentaire due à des fluctuations du fonctionnement du moteur pendant la mesure et très difficile à estimer de façon précise. Il faut d'ailleurs noter que les fluctuations en question apparaissent très amplifiées sur les relevés de pression par suite de la pente élevée du diagramme ; l'écart angulaire maximum qui leur correspond est de l'ordre du degré. On retrouve, par rapport à la courbe de fréquence moyenne, des écarts de cet ordre avec les relevés d'ionisation dans les mêmes conditions de fonctionnement. Notons encore que l'amplitude des fluctuations est en général bien moindre à faible vitesse de rotation.

Les essais de reproductibilité ont toujours donné d'excellents résultats sur les moyennes, mais des écarts pouvant atteindre 10 % ont été parfois constatés sur les valeurs de σ qui semblent beaucoup plus affectées par les fluctuations enregistrées au cours de la mesure.

II. INTERPRÉTATION DU DIAGRAMME MOYEN PRESSION-ANGLE DE ROTATION

En plus du processus de combustion, le diagramme pression-angle de rotation dépend explicitement de nombreux facteurs tels que l'avance à l'allumage, le taux de compression, etc. Nous nous proposons dans ce chapitre d'examiner les méthodes d'interprétation qui permettent d'en extraire les renseignements concernant la combustion proprement dite.

1. Détermination de la fraction brûlée en fonction du temps.

C'est la détermination de la fraction brûlée à chaque instant et, par conséquent, de la vitesse de combustion, qui nécessite le minimum d'hypothèses.

La principale cause d'erreur est due aux échanges thermiques avec les parois. Si l'on tient compte de la chaleur ainsi perdue, l'équation [13], reliant la fraction brûlée à la pression et au volume, devient :

$$Pv - P_A v_A = (\gamma_m - 1) [xMQ(1-f) + (q_p)_{t_A}^t] - (\gamma_m - 1) \int_{v_A}^v Pdv \quad [34]$$

L'expression entre crochets représente la quantité de chaleur totale fournie à la masse gazeuse entre les instants t_A et t , somme algébrique de la quantité de chaleur dégagée par la réaction et de la quantité de chaleur q_p reçue des parois. Il est évidemment impossible, par un simple relevé de pression, de distinguer ces deux termes et, d'autre part, un calcul des échanges ne pourrait être que très incertain, étant donné la complexité du système. On est donc amené à poser :

$$xMQ(1-f) + (q_p)_{t_A}^t = x'MQ_e \quad [35]$$

où MQ_e , quantité de chaleur positive maximum effectivement reçue par les gaz au cours du cycle, peut être déduit directement des résultats expérimentaux. Ainsi, nous ne pouvons atteindre que les valeurs de x' , fraction de la chaleur totale reçue par les gaz, et non celle de x , fraction effectivement brûlée (1). On a dans tous les cas :

$$x' \geq x \quad [36]$$

(1) Pour simplifier le langage nous conserverons le terme fraction brûlée dans la suite de ce travail, mais en conservant la notation x' pour rappeler la simplification admise.

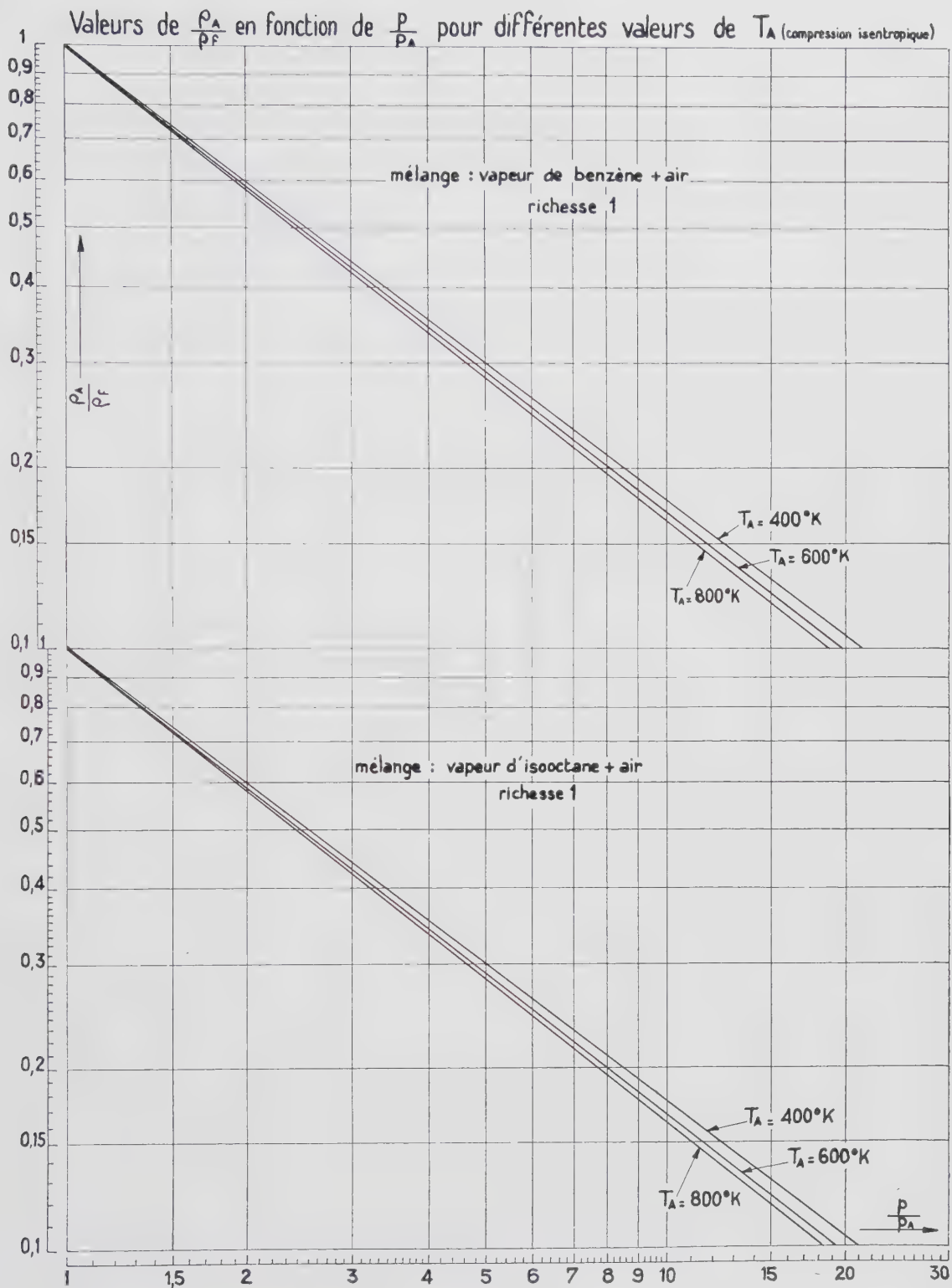


FIG. 20.

L'écart entre x' et x est difficile à chiffrer ; néanmoins on peut estimer à environ 5 à 10 % de la chaleur de réaction les pertes aux parois entre le début et la fin de la combustion (JANEWAY) (36) ; il en résulte un écart du même ordre entre x et x' aux environs de la valeur $x' = 1$. Cette cause d'erreur perd beaucoup de son importance dans les mesures comparatives où le paramètre est la nature du mélange à condition que les vitesses de déflagration soient voisines ; elle peut être sensible si les durées de combustion diffèrent notablement ou si l'on étudie par exemple l'influence des mouvements de gaz, paramètre susceptible de modifier les échanges thermiques entre gaz et paroi.

Le calcul de $(\gamma_m - 1) MQ_e$ à partir du diagramme s'effectue aisément ; en faisant dans [34], $x' = 1$, il vient :

$$(\gamma_m - 1) MQ_e = P_{F'} v_{F'} - P_A v_A + (\gamma_m - 1) \int_{v_A}^{v_{F'}} P dv \quad [37]$$

Le point F' correspond à l'instant où l'apport de chaleur cesse d'être positif. D'après ce qui précède, $t_{F'}$ est antérieur à l'instant t_F où s'achève la combustion ; dans l'intervalle $t_{F'} - t_F$, la quantité de chaleur libérée par la combustion est inférieure aux pertes.

On obtient finalement l'expression de x' :

$$x' = \frac{(\gamma_m - 1) \int_{v_A}^{v_{F'}} P dv + P v - P_A v_A}{(\gamma_m - 1) \int_{v_A}^{v_{F'}} P dv + P_{F'} v_{F'} - P_A v_A} \quad [38]$$

Il suffit de calculer la quantité $(\gamma_m - 1) \int_{v_A}^{v_{F'}} P dv + P v - P_A v_A = f(t)$ en différents points de la courbe de pression ; $f(t)$ passe par un maximum pour $t = t_{F'}$, on a ensuite x' en chacun des points considérés en divisant $f(t)$ par $f(t_{F'})$. La valeur de γ_m peut être déterminée par la méthode exposée dans le premier chapitre. En fait, nous verrons sur un exemple que le choix de γ_m influe relativement peu sur le résultat ⁽¹⁾ et on peut se contenter d'adopter la valeur 1,27 dans la plupart des cas.

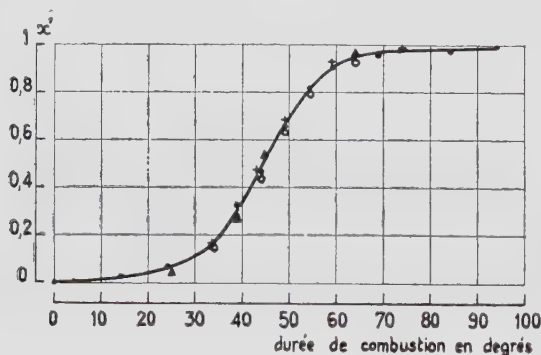


FIG. 21. — Exemple de calcul. Tableau III.

- | | |
|---------------------|-----------------------|
| + $\gamma_m = 1,24$ | ○ $\gamma_m = 1,30$ |
| • $\gamma_m = 1,27$ | ▲ Calcul par tranches |

On voit que la fraction brûlée ne varie pas linéairement avec la pression comme dans le cas d'une combustion à volume constant et que le temps intervient dans la relation par l'intermédiaire du volume. Lorsque la combustion se termine après le point mort haut, le maximum de la courbe pression-angle de rotation se situe toujours avant le point où cesse l'apport de chaleur ($x' = 1$). Dans l'intervalle compris entre le maximum et le point F' , l'accroissement de pression dû à la combustion est inférieur en valeur absolue à celui, négatif, dû au mouvement du piston.

⁽¹⁾ γ_m intervient surtout dans le terme $(\gamma_m - 1) MQ_e$; la méthode utilisée évite la difficulté du choix de cette grandeur.

TABLEAU III.

EXEMPLE DE CALCUL DE LA FRACTION BRULÉE A L'AIDE DE LA FORMULE [38].

Moteur : I. F. P.-Renault-C. N. R. S.
 Taux de compression : 6,5
 Vitesse de rotation : 3 100 tr/mm
 Avance à l'allumage : 44° av P. M. H

Carburant : isoootane
 Richesse : 1,2
 Température d'admission : 50° C

DONNÉES EXPÉRIMENTALES			$\frac{100}{C} (Pv - P_A v_A)$		$\frac{\Delta v}{C}$	P_m kg/cm ²	$\Sigma \frac{100}{C} P_m \Delta v$	$\gamma_m = 1,24$			$\gamma_m = 1,27$		$\gamma_m = 1,30$	
α degrés	$\frac{v}{100 C}$	P kg/cm ²						$(\gamma_m - 1) \Sigma -$	$\varphi(\alpha) *$	x'	$(\gamma_m - 1) \Sigma -$	$\varphi(\alpha) *$	x'	$\varphi(\alpha) *$
— 45	35,99	3,85	0		— 3,5	4,15	0	0	0	0	0	0	0	0
— 40	32,49	4,5	7,5		— 6,02	5,5	— 14,5	— 3,4	4	0,006	— 3,9	3,6	0,005	— 4,3
— 30	26,47	6,5	34		— 4,52	8	— 47,6	— 11,4	22,6	0,03	— 12,9	21	0,03	— 14,2
— 20	21,95	9,5	70		— 2,8	12	— 83,8	— 20,1	49,9	0,07	— 22,3	48	0,07	— 25
— 10	19,15	14,5	140		— 0,72	18,1	— 117,4	— 18,2	111,8	0,16	— 31,6	108	0,15	— 35
— 5	18,43	21,8	264		— 0,23	24,4	— 130,4	— 31,3	232,7	0,34	— 35,2	229	0,33	— 39
0	18,2	27	353		+ 0,23	30,65	— 136	— 32,6	320,4	0,47	— 36,6	316	0,45	— 40,7
+ 5	18,43	34,3	496		+ 0,72	36,3	— 129	— 31	465	0,68	— 34,8	461	0,66	— 38,7
+ 10	19,15	38,3	597		+ 1,17	38,45	— 102,8	— 24,6	572,4	0,84	— 27,7	569	0,82	— 30,8
+ 15	20,32	38,6	647		+ 1,63	37,17	— 57,8	— 13,8	633,2	0,925	— 15,6	631	0,91	— 17,3
+ 20	21,95	36,7	668		+ 2,05	34,9	+ 2,7	+ 0,6	668,6	0,98	+ 0,7	669	0,96	+ 0,8
+ 25	24	33,1	646		+ 2,47	31,3	+ 74,3	+ 17,8	663,8	0,97	+ 20	666	0,95	+ 22,3
+ 30	26,47	29,5	642		+ 6,02	26	+ 151,7	+ 36,3	678,3	0,99	+ 40,9	683	0,98	+ 45,5
+ 40	32,49	22,5	592		+ 7,87	20,45	+ 308,7	+ 74	666	0,975	+ 84,2	676	0,97	+ 92,7
+ 50	39,76	17,9	574		+ 8,18	15,8	+ 457,7	+ 110	684	1	+ 123	696	1	+ 137
+ 60	47,94	13,8	522		+ 8,75	12,4	+ 587	+ 141	663		+ 159	681		+ 176
+ 70	56,69	11	487		+ 8,98	9,75	+ 695	+ 167	654		+ 188	675		+ 208
+ 80	65,67	8,5	421				+ 782,5	+ 188	609		+ 211	632		+ 235

(*) $\varphi(\alpha) \equiv (\gamma_m - 1) \Sigma P \Delta v + P v - P_A v_A$

On retrouve aisément la méthode de RASSWEILLER (37) en différentiant l'équation [38] :

$$MQ_e dx = \frac{v}{\gamma_m - 1} \left(dP + \gamma P \frac{dv}{v} \right) \quad [39]$$

et en exprimant $MQ_e dx$ en fonction de l'accroissement de pression $(dP)_{v_r}$ qui serait provoqué par le dégagement de cette quantité de chaleur dans un volume de référence v_r constant :

$$MQ_e dx = C_v (dT)_{v_r} = \frac{C_v}{R} v_r (dP)_{v_r} = \frac{1}{\gamma_m - 1} \cdot v_r (dP)_{v_r} \quad [40]$$

ce qui donne :

$$(dP)_{v_r} = \frac{v}{v_r} \left(dP + \gamma \frac{P dv}{v} \right) \quad [41]$$

Cette expression traduit effectivement le procédé de calcul proposé par RASSWEILLER. Nous lui avons préféré dans la suite de ce travail la formule [38] qui est d'un usage plus commode.

Nous donnons dans le tableau III et la figure 21 un exemple d'interprétation de diagramme par cette méthode. L'intégration $\int_A^x P dv$ y est effectuée par la méthode des trapèzes.

Nous avons utilisé $\gamma_m = 1,27$, valeur déterminée dans l'exemple du premier chapitre, $\gamma_m = 1,24$ et $\gamma_m = 1,30$. Le domaine de variation de γ_m avec les carburants et richesses usuels est largement couvert par les valeurs choisies ; on constate néanmoins que les durées de combustion dans la partie médiane de la courbe $x(\alpha)$ ne diffèrent pas de plus de 1,5 % lorsque γ_m passe de 1,24 à 1,30 ; ce résultat justifie l'utilisation d'une valeur constante de γ_m . L'écart peut être plus grand en valeur relative dans les phases initiale et finale, mais ce sont aussi les régions où les erreurs expérimentales prennent le plus d'importance.

Les volumes sont exprimés en pourcentage de la cylindrée :

$$\frac{100v}{C} = \frac{100}{\tau - 1} + s$$

où s , déplacement du piston exprimé en pourcentage de la course, est donné par les tables classiques en fonction de l'angle de rotation pour différentes valeurs de λ (rapport bielle-manivelle).

En plus de l'approximation relative aux échanges thermiques, cette méthode d'interprétation suppose :

Une pression uniforme dans toute la chambre de combustion ;

Les gaz frais et brûlés en état d'équilibre thermodynamique ;

Les chaleurs spécifiques constantes avec la température et égales à une même valeur moyenne pour les gaz brûlés et les gaz frais.

Il est à peu près impossible de chiffrer l'erreur due aux deux premiers points. En ce qui concerne le troisième nous avons admis précédemment les résultats relatifs à la combustion à volume constant. Pour nous assurer de la validité de son application au cas de la combustion à volume variable, nous avons repris l'exemple traité dans le tableau III en tenant compte des propriétés thermodynamiques du système supposé en équilibre. Nous n'exposerons pas la méthode utilisée, trop compliquée pour être d'usage courant.

La figure 21 où ont été reportés les points ainsi calculés montre que les durées de combustion de fractions données de la charge ne sont pratiquement pas affectées par l'hypothèse des chaleurs spécifiques constantes.

2. Détermination de la vitesse de propagation et de la vitesse de déflagration.

Pour vérifier les théories exposées au début de ce travail et aussi pour relier les résultats obtenus sur moteur à certains travaux de recherche fondamentale, on est amené à déterminer la vitesse de déflagration à partir des relevés expérimentaux. Cette nouvelle phase de l'interprétation exige des hypothèses supplémentaires particulièrement incertaines.

Nous devons admettre que :

Le régime d'écoulement dû à l'expansion des gaz brûlés est établi à chaque instant ;

L'évolution des gaz frais est isentropique ;

Le front de flamme constitue une surface de discontinuité entre gaz frais et gaz brûlés ;

Le front de flamme peut être assimilé à une portion de sphère centrée sur la bougie d'allumage ;

$x = x'$.

Ces simplifications que nous avons déjà critiquées, sont susceptibles d'entraîner des erreurs importantes, même dans le cas de mesures comparatives ; ainsi par exemple, la forme du front de flamme peut varier avec des facteurs tels que la richesse. Nous avons néanmoins effectué cette interprétation en vue de chiffrer les ordres de grandeur.

Nous partirons de l'équation liant la vitesse de combustion à la vitesse de déflagration :

$$U_0 = 6n \frac{M}{\rho_f \Sigma} \frac{dx}{d\alpha} = 6n \frac{v_A}{\Sigma} \frac{\rho_A}{\rho_f} \frac{dx}{d\alpha} = 6n \frac{v_A}{\Sigma} \left(\frac{P_A}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} \frac{dx}{d\alpha} \quad [42]$$

L'expérience fournit directement la valeur de P ; l'interprétation précédente, la valeur de $\frac{dx}{d\alpha}$. Pour obtenir l'aire du front de flamme Σ qui, en propagation sphérique, est une fonction connue du volume brûlé v_b et de l'angle de rotation α , il suffit de déterminer v_b à partir du diagramme :

$$v_b = v - v_f = v - v_A \left(\frac{P_A}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma_f}} (1 - x) = v - v_A \frac{\rho_A}{\rho_f} (1 - x) \quad [43]$$

dans cette expression v , P et x sont donnés par l'expérience.

On vérifie aisément que [42] et [43] conduisent à la formule classique utilisée pour l'interprétation des résultats dans le cas de la bombe sphérique avec allumage central [LEWIS et von ELBE (13)].

Malgré les hypothèses admises, il y a lieu de vérifier dans quelle mesure les approximations d'ordre thermodynamique sont susceptibles d'altérer la comparaison des résultats.

La valeur de γ_f dépend *a priori* de la température initiale T_A que l'expérience ne permet pas de déterminer correctement par suite de l'incertitude sur la masse des gaz résiduels et de la précision médiocre des relevés expérimentaux dans le domaine des basses pressions. Nous avons donc effectué, en utilisant les données de RIBAUD et MANSON (38), le calcul de $\frac{\rho_A}{\rho_f}$ en fonction de $\frac{P_A}{P}$ pour les mélanges isooctane-air et benzène-air avec des températures initiales qui encadrent largement la valeur $T_A = 600^\circ \text{K}$ déterminée à partir des diagrammes pour l'avance à l'allumage de 44° . Les points calculés sont portés sur la figure 20 en coordonnées logarithmiques. On constate que, pour les rapports de compression de l'ordre de 10, $\frac{\rho_A}{\rho_f}$ ne varie que de $\pm 5\%$ lorsque la température varie de $\pm 200^\circ \text{C}$.

Cet écart se réduit évidemment lorsque $\frac{P}{P_A}$ tend vers 1. Par ailleurs les points se situent sur une

droite sans écart appréciable, ce qui justifie l'emploi d'une valeur constante de γ , dans le domaine de variation pratique de $\frac{P}{P_A}$.

Le tableau IV qui contient les résultats obtenus avec différents mélanges pour $\frac{P}{P_A} = 10$ montre que la richesse et la nature du carburant influent peu sur la valeur de $\frac{\rho_A}{\rho_f}$.

TABLEAU IV.

VALEURS DE $\frac{\rho_A}{\rho_f}$ CORRESPONDANT A $\frac{P}{P_A} = 10$, $T_A = 600^\circ \text{ K}$.

Mélange	Isooctane-air			Benzène-air		
richesse	0,8	1	1,2	0,8	1	1,2
$\frac{\rho_A}{\rho_f}$	0,169	0,167	0,165	0,173	0,171	0,169

Dans les conditions où nous avons travaillé, il nous a suffi d'utiliser les deux courbes de la figure 20 relatives à $T_A = 600^\circ \text{ K}$ et tracées à la richesse 1.

Connaissant le volume occupé par les gaz brûlés, à chaque instant, il est facile de déterminer la courbe du parcours de la flamme (l_b) en fonction du temps puisque, dans l'hypothèse d'une propagation sphérique, l_b est une fonction connue du volume v_b et de l'angle de rotation.

Nous avons effectué le calcul sur

quelques diagrammes pour en comparer les résultats aux relevés effectués en différents points de la chambre par la méthode d'ionisation. On peut ensuite calculer la vitesse de propagation en dérivant graphiquement la courbe $l_b = f(\alpha)$.

Exemple de calcul de U_{0t} et de l_b .

Les conditions expérimentales sont celles du tableau III. Nous allons calculer les valeurs de U_{0t} et de l_b au point mort haut où $x' = 0,45$, $P = 27 \text{ kg/cm}^2$ (tableau III), $v = 91,5 \text{ cm}^3$ (fig. 6), $\frac{dx}{d\alpha} = 0,035 \text{ degré}^{-1}$ (fig. 21).

Pour $\frac{P}{P_A} = \frac{27}{3,85} = 7$, la figure 20 donne $\frac{\rho_A}{\rho_f} = 0,22$ ($T_A = 550^\circ \text{ K}$).

$$v_A (\alpha = 44^\circ \text{ avant P.M.H.}) = 177 \text{ cm}^3 \text{ (fig. 6)}$$

Calculons d'abord le volume v_b occupé par les gaz brûlés :

$$v_b = v - v_A \left(\frac{\rho_A}{\rho_f} \right) (1-x) = 91,5 - 177 \times 0,22 (1 - 0,45) = 70 \text{ cm}^3$$

La figure 8 donne pour $v_b = 70 \text{ cm}^3$, $\alpha = 0^\circ$:

$$\frac{l_b = 5,8 \text{ cm}}{\Sigma = 15,4 \text{ cm}^2}$$

Nous pouvons maintenant déterminer la vitesse de déflagration :

$$U_{0t} = 6n \frac{v_A}{\Sigma} \frac{\rho_A}{\rho_f} \frac{dx}{d\alpha} = \frac{6 \times 3 \ 100 \times 177 \times 0,22 \times 0,035}{15,4} = 1 \ 650 \text{ cm/s}$$

soit 16,5 m/s.

Abstraction faite des hypothèses requises, des causes d'erreurs importantes rendent assez aléatoire la comparaison des résultats relatifs à des mélanges ayant des vitesses de déflagration voisines. En premier lieu, il est assez difficile d'effectuer avec précision la dérivation $\frac{dx}{d\alpha}$ et plus particulièrement dans notre cas où la courbe $P(\alpha)$ est obtenue point par point par une méthode stroboscopique. En second lieu, la détermination de $\frac{\rho_A}{\rho_f}$ fait intervenir la valeur de P_A et la précision de la mesure dans la zone des basses pressions est souvent médiocre ⁽¹⁾.

Pour réduire l'erreur due à la dérivation graphique nous avons, dans certains cas, calculé la valeur moyenne de U_{of} sur un intervalle de temps correspondant à la combustion d'une fraction donnée de la charge :

$$\left[\overline{U_{of}} \right]_{\alpha_1}^{\alpha_2} = \frac{x_2 - x_1}{\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \Sigma \frac{\rho_f}{\rho_A} \cdot d\alpha} \cdot 6 n v_A$$

α_1 et α_2 étant les durées de combustion correspondant à x_1 et x_2 respectivement ; on intègre graphiquement la fonction $\Sigma \frac{\rho_f}{\rho_A} = f(\alpha)$ déterminée point par point comme il a été indiqué ci-dessus.

3. Critique des méthodes d'interprétation simplifiées.

Dans de nombreuses publications techniques, les méthodes d'interprétation utilisées dans l'étude de la combustion à volume constant sont, en raison de leur simplicité, étendues au cas du moteur.

Très souvent la durée de combustion est repérée par l'intervalle de temps qui sépare l'instant d'allumage de l'instant où la pression est maximum. En fait la combustion n'est pas terminée lorsque la pression atteint son maximum (cf. tableau III) et la quantité brûlée en ce point peut dépendre des facteurs qu'il s'agit d'étudier ; on peut être ainsi amené à comparer des durées de combustion relatives à des valeurs différentes de la fraction brûlée et des erreurs systématiques peuvent en résulter.

Une autre méthode très répandue consiste à caractériser la vitesse de combustion par la valeur de $\frac{dP}{d\alpha}$. Les courbes de la figure 22, obtenues par le calcul, montrent que si l'on fait varier la vitesse de déflagration sans modifier l'avance à l'allumage, $\frac{dP}{d\alpha}$ donne une idée qualitativement correcte de la variation de la vitesse de combustion ; en revanche, si l'on augmente l'avance à l'allumage pour la plus faible valeur de $\frac{U_{of}}{6n}$ (0,04 cm/o) — par exemple pour rétablir l'avance optimum — les valeurs de $\frac{dP}{d\alpha}$ augmentent et peuvent même, comme dans l'exemple traité, dépasser légèrement la valeur correspondant à $\frac{U_{of}}{6n} = 0,05$ cm/o, alors que l'écart initial sur les vitesses de combustion se conserve sensiblement. On constate par ailleurs que l'évolution de $\frac{dP}{d\alpha}$ au cours du cycle ne suit pas correctement celle de la vitesse de combustion ni, *a fortiori*, celle de la vitesse de déflagration qui a été main-

⁽¹⁾ Il convient de remarquer que cette cause d'erreur est pratiquement sans importance dans la détermination des durées de combustion d'une fraction de charge donnée pour $x' > 0,01$.

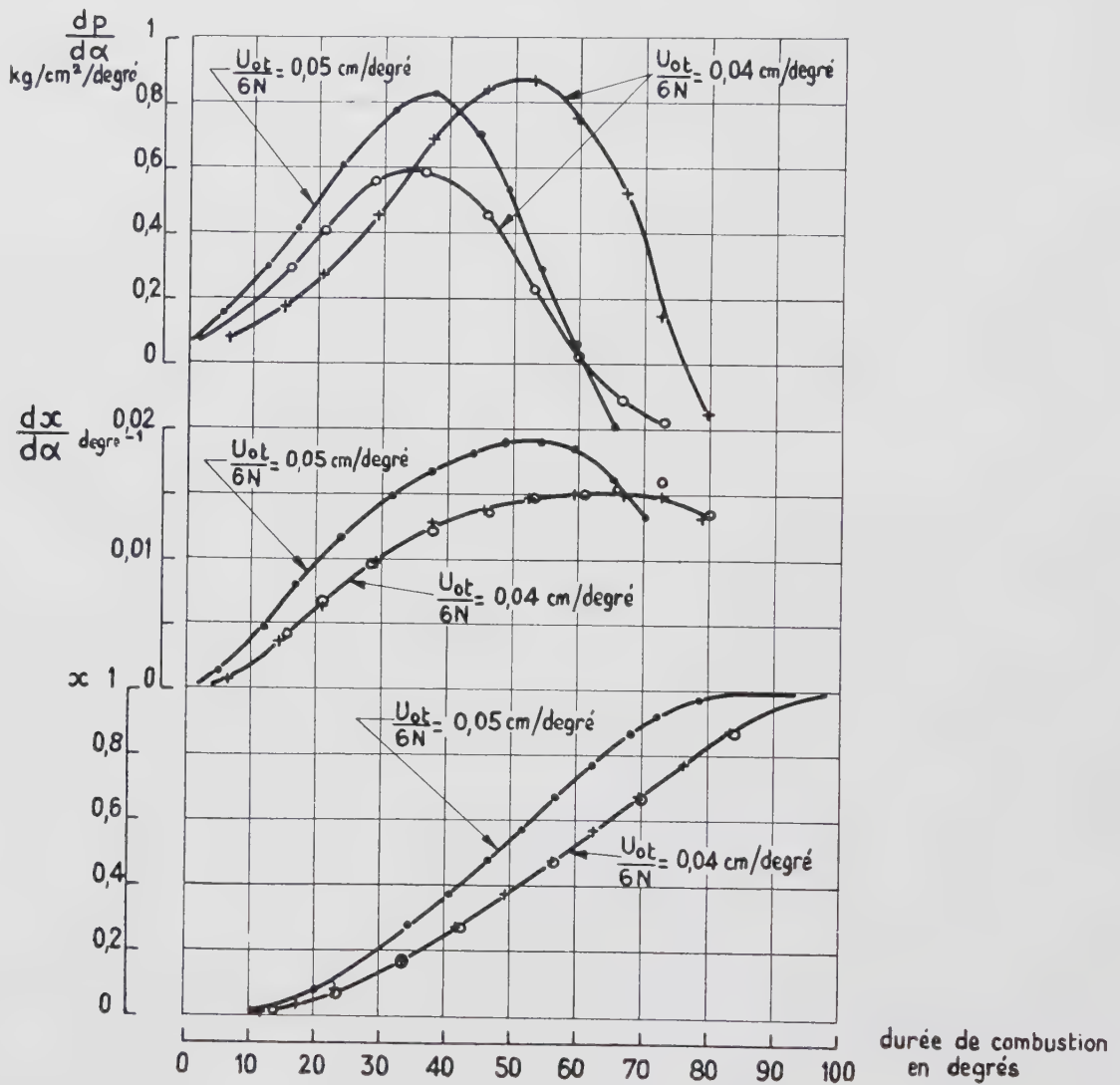


FIG. 22. — Critique des méthodes d'interprétation simplifiées (méthode $\frac{dP}{d\alpha}$).

Paramètres : vitesse de déflagration et avance à l'allumage.

Conditions de fonctionnement et méthode de calcul du tableau II.

- $\frac{U_{0t}}{6n} = 0,05 \text{ cm/deg}$ avance 44°
- $\frac{U_{0t}}{6n} = 0,04 \text{ cm/deg}$ avance 44°
- + $\frac{U_{0t}}{6n} = 0,04 \text{ cm/deg}$ avance 64°

tenue constante dans le calcul. En conséquence cette méthode ne peut être utilisée dans une étude du mécanisme de la combustion.

Il arrive également que les conclusions relatives à la vitesse de combustion soient étendues plus ou moins implicitement à la vitesse de déflagration. On peut certes constater sur la figure 22 que les durées de combustion sont sensiblement dans le rapport inverse des vitesses de déflagration moyennes ; mais ce résultat doit être considéré comme fortuit et lié à la forme particulière de la chambre de combustion du moteur étudié. Les calculs effectués montrent en effet que la variation de masse spécifique des gaz frais se trouve compensée à peu près exactement par une variation en sens inverse de l'aire de la flamme. Il convient d'ajouter que, dans ces calculs, nous avons utilisé la même valeur de la quantité $(\gamma_m - 1) Q$ dans tous les cas.

Rappelons d'autre part que la seule considération de la loi $x(t)$ ne saurait permettre de suivre, même qualitativement, l'évolution de U_{0t} au cours de la combustion.

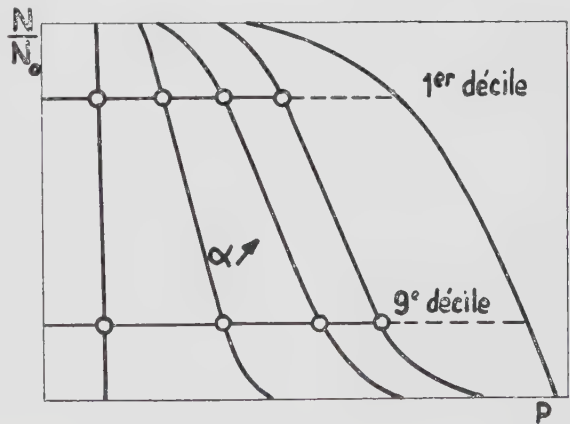
L'étude de la vitesse de déflagration nécessite un dépouillement tel que celui que nous avons indiqué avec toutes les causes d'erreur qui ont été examinées.

Nous ne reviendrons pas sur la mesure du « délai » dont nous avons déjà critiqué le principe dans le chapitre I.

III. ÉTUDE DE LA DISPERSION DES DURÉES DE COMBUSTION ET DE PROPAGATION

De même que le diagramme de pression ne reflète qu'imparfaitement le développement du processus de combustion, l'écart type de la variable pression ne peut suffire pour représenter la dispersion de la vitesse de combustion. Nous avons caractérisé cette dernière par l'écart interdécile des durées de combustion correspondant à des fractions brûlées données.

Pour effectuer cette interprétation, nous avons dû faire appel à une nouvelle hypothèse. Nous avons admis que les diagrammes correspondant aux cycles successifs se décalent régulièrement dans le plan pression-temps sans se recouper, sauf évidemment en fin de combustion. On peut alors considérer comme des évolutions réelles les diagrammes correspondant à $\frac{N}{N_0} = 0,1$, $\frac{N}{N_0} = 0,9$ (premier et neuvième déciles) obtenus comme le montre la figure ci-contre. Le choix de l'écart interdécile provient de ce que, en raison de la forme des courbes de fréquence, les ordonnées $\frac{N}{N_0} = 0,1$ et $\frac{N}{N_0} = 0,9$ correspondent pratiquement à la limite d'une détermination précise de la pression.



Le tracé s'arrête nécessairement à l'angle de rotation pour lequel les cycles les plus « rapides » ont atteint leur pression maximum, ce qui se traduit par une modification très caractéristique de la forme des courbes de fréquences (2^e partie, chapitre I). En conséquence, cette interprétation ne couvre en général que la première moitié ou les deux premiers tiers de la phase de combustion. D'autre part, la mauvaise précision relative de la phase initiale ne permet guère d'obtenir des résultats corrects pour les valeurs de α' inférieures à 0,1. En définitive, la zone couverte est rela-

tivement étroite. Malgré ce défaut inhérent à toute méthode stroboscopique, des indications intéressantes ont pu être obtenues de cette façon.

Nous avons calculé les courbes $x'(t)$ à partir des diagrammes correspondant aux premier et neuvième déciles en prenant pour :

$$\left[P_{F'} v_{F'} - P_A v_A + (\gamma_m - 1) \int_{v_A}^{v_{F'}} P dv \right]$$

la valeur déduite du diagramme moyen.

Les valeurs de l_b ont également été déterminées pour les premier et neuvième déciles. En raison de l'accumulation des hypothèses nécessaires, nous n'avons pas poussé l'interprétation jusqu'au calcul de la vitesse de déflagration, bien que le fond du problème réside effectivement dans l'étude de cette grandeur.

Les courbes de fréquences relevées par la méthode d'ionisation fournissent directement les renseignements concernant la dispersion des durées de propagation entre l'instant d'allumage et différents points de la chambre de combustion et, à ce point de vue, sont particulièrement intéressantes. Comme nous le verrons, les fluctuations de forme du front de flamme peuvent donner lieu à une dispersion plus importante que celle de l_b ou de x calculée à partir des relevés de pression. Les résultats de la 2^e partie montrent néanmoins que dans les études comparatives les deux méthodes conduisent à des résultats en bonne concordance.

Nous constaterons également que le coefficient de variation σ_r de la variable pression donne en général une indication qualitativement correcte du sens de variation de la dispersion des durées de combustion.

IV. PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

Lorsque les expériences comportent des relevés de pression, nous donnons, en général sur la même figure, pour deux niveaux du paramètre étudié :

Le diagramme moyen ;

Le coefficient de variation σ_r de la variable pression ;

Les courbes $x'(t)$ et $l_b(t)$ calculées à partir du diagramme moyen ;

Les courbes $x'(t)$ et $l_b(t)$ correspondant aux premier et neuvième déciles.

Dans le cas où des relevés d'ionisation ont également été effectués, nous avons reproduit les courbes de fréquence cumulées.

Sauf indication contraire, l'origine des temps ou angles de rotation a été prise à l'instant d'allumage.

Le diagramme moyen et le coefficient de variation suffisent à représenter les résultats bruts tout au moins dans la phase principale de la combustion où les courbes de distribution peuvent être assimilées à des courbes de Gauss avec une bonne approximation. En particulier l'ordre de grandeur de l'intervalle total de variation (écart entre l'enveloppe inférieure et supérieure) est :

$$5 \times P_m \times \sigma_r$$

Les courbes $x(t)$ et $l_b(t)$ sont destinées à l'étude de la combustion ; la courbe $l_b(t)$, d'intérêt moindre et surtout réservée à une comparaison directe avec les relevés d'ionisation, n'a été calculée que dans le cas des expériences effectuées sur moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. avec la soupape sans déflecteur.

Pour comparer deux conditions de fonctionnement nous avons effectué le rapport des durées de combustion correspondant à des valeurs données de la fraction brûlée, échelonnées de $x' = 0,1$ à

$x' = 0,9$. Nous avons préféré cette méthode à celle qui consiste à comparer les vitesses de combustion proprement dites calculées par dérivation graphique, car elle donne lieu à une dispersion bien moindre des résultats. Par ailleurs ce rapport varie peu en général au cours de la propagation, ce qui permet de caractériser par un chiffre moyen le comportement relatif de deux carburants par exemple. Rappelons enfin que, dans les conditions particulières que nous avons examinées, le rapport des durées de combustion est égal au rapport des vitesses de déflagration moyennes entre l'instant d'allumage et l'instant correspondant à la fraction brûlée considérée ; de ce fait la méthode utilisée semble bien adaptée à l'étude de l'influence de la nature du mélange carburé.

Les relevés de pression ne sont pas adaptés à l'étude détaillée de la première partie de la combustion en raison de la nature même du phénomène. Ainsi le calcul effectué au premier chapitre montre que la propagation de la flamme sur une distance égale sensiblement au quart du parcours total ne produit qu'un accroissement de pression de 5 %. Ce fait est encore aggravé dans notre cas par la mauvaise précision relative du capteur dans la zone des basses pressions. Aussi, compte tenu également de la détermination imprécise des durées correspondant à la dernière phase, nous avons limité notre investigation, dans les études quantitatives, à l'intervalle $x' = 0,1$, $x' = 0,9$.

Les courbes $x(t)$ et $l_b(t)$ correspondant aux premier et neuvième déciles (repérées respectivement par I et II sur les figures), ainsi que les courbes de fréquence des instants de passage de la flamme, caractérisent la dispersion des durées de combustion. Cette dispersion est également donnée en valeur relative dans certains tableaux de résultats : écarts interdéciles relatifs $\left(\frac{\Delta x}{x_m}\right)$ ou coefficient de variation $\left(\frac{\sigma}{\alpha_m}\right)$.

Précision obtenue.

a. Durée de combustion et de propagation.

Nous nous placerons uniquement dans le cas des expériences comparatives, ce qui correspond au mode opératoire que nous avons adopté.

Dans la phase médiane de la combustion, l'erreur sur les pressions, qui se répercute directement sur les valeurs de x' , n'entraîne sur la durée de combustion qu'une erreur inférieure à $\pm 0,5^\circ$ en raison de la pente élevée de la courbe $x(t)$ dans cette région. Les fluctuations d'échantillonnage peuvent provoquer, mais avec une très faible probabilité, une erreur de cet ordre.

En revanche, les phases initiale ($x' > 0,05$) et finale ($x' > 0,95$) sont mal déterminées, comme nous l'avons déjà souligné.

L'étincelle d'allumage peut se produire avec un certain retard par rapport au calage mécanique du rupteur utilisé pour repérer le début de la combustion ; il en résulte une nouvelle cause d'erreur sur les valeurs absolues des durées de combustion sans cependant que la précision des essais comparatifs effectués avec le même allumeur soit pratiquement affectée. Il en est de même de l'erreur sur le repérage mécanique du point d'allumage ($\pm 0,5^\circ$), sauf bien entendu si l'avance à l'allumage est le paramètre étudié.

On peut supposer enfin, toujours dans le cas des essais comparatifs, que les hypothèses d'ordre thermodynamique n'altèrent que relativement peu la précision du résultat ; il n'est cependant pas possible d'estimer leur influence de façon certaine, sauf en ce qui concerne les simplifications de calcul que nous avons examinées précédemment.

En définitive, on peut admettre une erreur maximum de l'ordre de $\pm 1^\circ$ sur les durées de combustion dans la phase médiane, ce qui correspond en moyenne à une erreur relative de $\pm 3\%$. La figure 23 donne un essai de reproductibilité effectué avec deux capteurs différents.

Les mesures de durée de propagation effectuées par la méthode d'ionisation sont théoriquement

plus précises (erreur absolue inférieure à $0,5^\circ$). Cependant les essais de reproductibilité effectués à la suite ont parfois donné des écarts maxima de l'ordre de $\pm 1^\circ$. Nous admettrons donc une précision du même ordre que pour les durées de combustion.

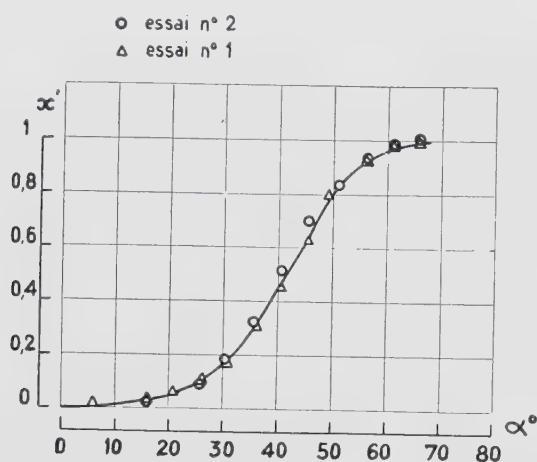


FIG. 23. — Essais de reproductibilité.

Δ essai n° 1 $\circ$ essai n° 2

Ces ordres de grandeur concernent, rappelons-le, les expériences comparatives effectuées au cours d'une même série. Nous pensons qu'une cause d'erreur importante peut provenir de la difficulté qu'il y a à reproduire rigoureusement les conditions de réglage, et de la variation dans le temps de l'état du moteur (usure, dépôts, etc.). Il est donc important que l'étude d'un paramètre soit faite en régime thermique parfaitement établi, dans un intervalle de temps aussi bref que possible. Les principaux résultats obtenus dans la deuxième partie ont été obtenus au cours d'une même série d'essais. Dans le cas contraire, quelques sondages ont toujours été effectués pour vérifier les résultats antérieurement obtenus. D'une façon générale, les relevés de pression ont donné des résultats plus stables dans le temps que les relevés d'ionisation.

b. Paramètres caractérisant la dispersion.

Les mesures d'écart type (pression et ionisation) sont moins reproductibles que les mesures des grandeurs moyennes. Au cours d'essais successifs, des écarts maxima atteignant 10 % ont été enregistrés. Nous admettrons une erreur du même ordre pour les écarts interdéciles de la variable x' . La limite inférieure de l'erreur absolue sur l'écart type dans le cas des relevés d'ionisation est de l'ordre de $\pm 0,1$ à $0,2^\circ$ par suite de la dispersion des lectures. La précision de ces mesures est fortement influencée par la stabilité de fonctionnement du moteur.

DEUXIÈME PARTIE

RÉSULTATS ET DISCUSSION

CHAPITRE PREMIER

INFLUENCE DU MOUVEMENT DES GAZ SUR LA VITESSE DE COMBUSTION MOYENNE ET LA DISPERSION CYCLIQUE

Pour étudier dans différentes conditions de « turbulence » l'influence de la nature du mélange carburé, nous avons utilisé les conditions expérimentales suivantes :

Sur le moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. : différentes vitesses de rotation ; soupape d'admission avec et sans déflecteur.

Sur le moteur C. F. R. : soupape d'admission avec et sans déflecteur.

Les mouvements de gaz, n'ayant pu être déterminés directement, ont été repérés par les conditions de fonctionnement.

Nous allons examiner dans ce chapitre les résultats qui caractérisent dans ses grandes lignes l'effet des paramètres mécaniques sur la durée moyenne de combustion et sur la dispersion cyclique.

Les expériences effectuées sur le moteur I. F. P. sans déflecteur nous permettront de discuter plus en détail les théories exposées dans la première partie. Les traits caractéristiques de la dispersion seront décrits sur un exemple.

Nous avons inclus dans ce chapitre les résultats obtenus sur le moteur 11 ch Citroën, bien que ce moteur n'ait pas été utilisé dans l'étude de l'influence du mélange carburé ; ces expériences étaient destinées à vérifier l'influence de la vitesse de rotation et aussi à évaluer l'importance de la dispersion cyclique sur un moteur de série polycyclindrique.

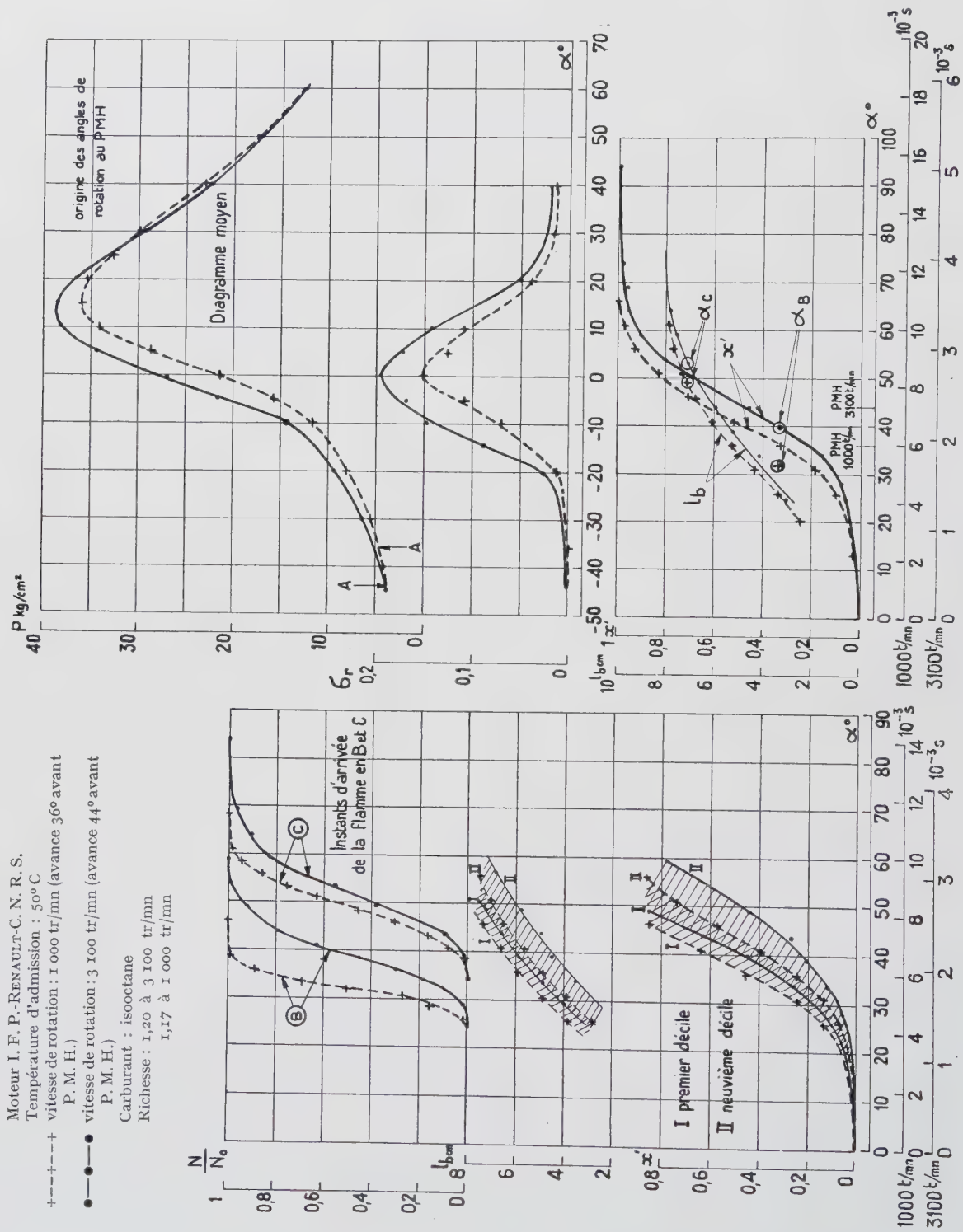


Fig. 24. — Influence de la vitesse de rotation.

I. INFLUENCE DE LA VITESSE DE ROTATION

1. Résultats obtenus sur moteur I.F.P.-RENAULT-C.N.R.S. sans déflecteur.

Les résultats qui suivent ont été obtenus avec l'isooctane aux vitesses de rotation de 3 100 tr/mn et 1 000 tr/mn. La richesse, voisine de 1,2, correspondait sensiblement au maximum de vitesse de propagation (cf. chapitre II). L'avance à l'allumage était réglée dans les deux cas à sa valeur optimum, soit 44° à 3 100 tr/mn, 36° à 1 000 tr/mn.

La figure 24 représente les résultats globaux sous la forme indiquée dans la première partie ⁽¹⁾.

a. Étude des diagrammes moyens.

1) Phases de combustion.

Comme nous l'avons vu, le simple examen de la courbe $x'(t)$ ne permet pas de tirer de conclusion sur le mécanisme de la propagation. Nous avons donc calculé, à partir du diagramme moyen, les

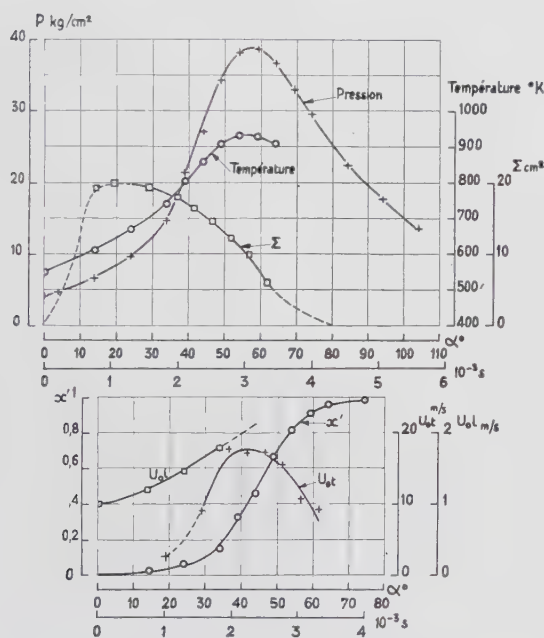


FIG. 25.

Conditions de fonctionnement : voir fig. 24.
Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn

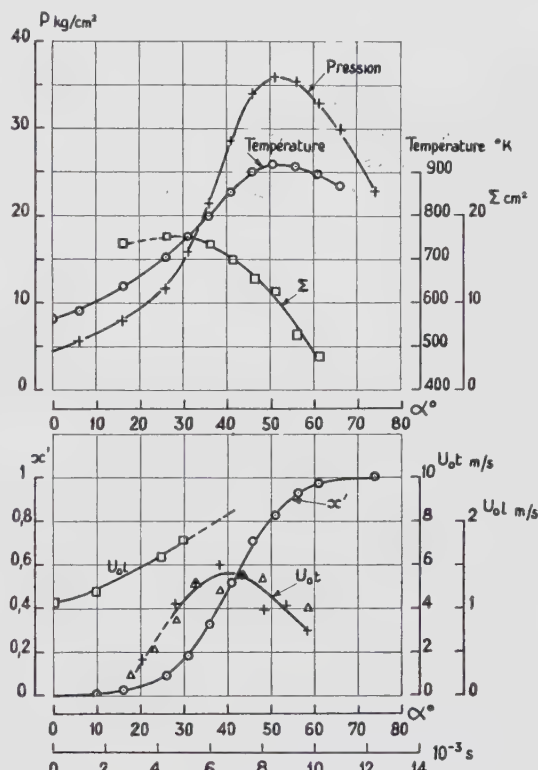


FIG. 26.

Conditions de fonctionnement : voir fig. 24.
Vitesse de rotation : 1 000 tr/mn

vitesse de déflagration U_{0t} par la méthode donnée dans le chapitre précédent ; les résultats sont portés sur les figures 25 et 26 ainsi que les paramètres thermodynamiques et géométriques : pression,

⁽¹⁾ Nous avons choisi les vitesses extrêmes utilisées pour la comparaison des carburants isooctane et benzène.

température, aire du front de flamme, qui conditionnent la propagation. On constate qu'au bout d'un certain temps après l'allumage, U_{ot} augmente très rapidement, passe par un maximum très étalé dans la phase médiane de la combustion puis décroît vers la fin du phénomène. On distingue donc *grosso modo* trois zones ; nous étudierons surtout les phases initiale et médiane, la dernière partie étant relativement mal définie.

Malgré la mauvaise précision du calcul, cette allure du phénomène s'est trouvée confirmée par les deux expériences effectuées à 1000 tr/mn, ainsi que par l'ensemble des relevés obtenus sans déflecteur. On est conduit à la même conclusion si l'on examine la figure 27 qui permet de comparer aux courbes expérimentales le diagramme moyen et la courbe $x'(t)$ calculés dans l'hypothèse d'une vitesse de déflagration constante ($U_{ot} = 9,3$ m/s, cf. première partie, chapitre I). Il est clair que cette hypothèse entraîne une déformation importante du diagramme, correspondant à un dégagement de chaleur trop rapide dans la première partie, trop lent dans la phase médiane.

Ainsi le dépouillement effectué confirme l'existence d'une phase « anormalement » lente et se trouve en accord, au moins qualitativement, avec la conclusion intuitive basée sur l'aspect du diagramme de pression. L'enregistrement de la trace de la flamme effectué sur des moteurs expérimentaux [voir par exemple MARVIN (39), SOKOLIK, VOINOFF et SVIRIDOFF (27)] permettent une investigation qualitative plus sensible : on observe que la vitesse de propagation croît au début du phénomène alors que l'hypothèse d'une vitesse de déflagration constante et les hypothèses de calcul définies dans la première partie conduisent à un résultat inverse. On sait (première partie, chapitre I) que cette particularité est expliquée par une action différente de la turbulence dans les deux phases en question, soit que l'on admette que la propagation dans la première phase est régie par la vitesse de déflagration laminaire, soit que l'on considère dans cette phase l'influence exclusive de la turbulence microscopique, d'échelle inférieure à l'épaisseur de la flamme (27). Cependant d'autres éléments doivent être pris en considération.

En premier lieu l'influence supposée des facteurs géométriques et thermodynamiques peut ne pas correspondre à la réalité, ce qui met en cause l'existence même de phases distinctes. En second lieu la vitesse de déflagration turbulente doit être considérée *a priori* comme pouvant dépendre à la fois

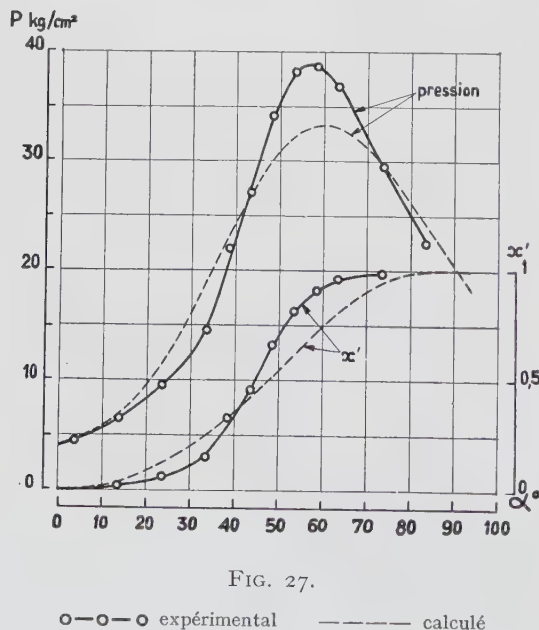


FIG. 27.

○—○—○ expérimental ———— calculé

des paramètres de la turbulence et de la vitesse de déflagration laminaire. La question sera examinée sous ces deux aspects, qu'il est souvent difficile de distinguer.

Les méthodes utilisées pour calculer U_{ot} et pour déterminer les courbes théoriques de la figure 27 supposent l'existence à chaque instant d'un front de flamme sphérique. Si cette condition n'est pas remplie, il est possible que l'augmentation de U_{ot} ne soit qu'apparente et due en réalité à un accroissement de Σ plus rapide qu'en propagation isotrope. Les expériences effectuées dans les mêmes conditions avec les méthodes de pression et d'ionisation montrent qu'effectivement le front de flamme ne peut être considéré comme sphérique au début de la propagation. Nous avons reporté sur la figure 24 les courbes des parcours de flamme (l_b) calculés à partir des diagrammes de pression dans l'hypothèse d'une propagation sphérique. On voit que l'instant moyen d'apparition des signaux d'ionisation au

point B, situé à 33 mm de la bougie d'allumage, est très nettement postérieur à l'instant correspondant à $l_b = 33$ mm. En fin de propagation au contraire (points D et C), le dépouillement du diagramme de pression et la mesure directe par la méthode d'ionisation donnent sensiblement les mêmes résultats. La figure 24 montre également que le décalage observé au point B est moins marqué à 1 000 tr/mn qu'à 3 100 tr/mn. Ces écarts peuvent être dus à l'effet des parois (culasse-piston) qui gênent le mouvement des gaz frais provoquant ainsi l'allongement de la flamme, d'une façon un peu analogue à ce qui se passe en tube fermé [GUÉNOCHE (23)]. Les courbes $\Sigma = f(\alpha)$ des figures 8 et 25, 26 montrent que la flamme supposée sphérique atteint le piston relativement très tôt après l'allumage. L'ordre de grandeur des dimensions de la flamme pendant la première phase peut donc être suffisant pour que l'effet des parois soit sensible. La possibilité d'une variation rapide de l'aire de la flamme vers la fin de la première phase n'est donc pas à exclure. Cependant cette explication perd une partie de sa valeur du fait que la loi de variation de U_{oi} en fonction du temps est qualitativement la même aux deux vitesses de rotation 3 100 tr/mn et 1 000 tr/mn. Le défaut d'isotropie signalé peut aussi provenir d'une dissymétrie initiale de l'écoulement.

Quoi qu'il en soit, on peut retenir de ce qui précède que le front de flamme réel ne possède pas la symétrie sphérique sur une partie importante de la propagation et qu'en conséquence les valeurs de U_{oi} calculées ne correspondent pas aux valeurs réelles, sans qu'il soit évidemment possible d'estimer l'erreur commise. Nous allons poursuivre la discussion en admettant que les ordres de grandeur sont respectés.

Un autre effet peut intervenir qui est l'accroissement de la vitesse de déflagration laminaire avec la température. Dans une combustion à volume constant, ce facteur ne saurait expliquer à lui seul une augmentation rapide de la vitesse de déflagration U_{oi} puisque l'élévation de température des gaz frais ne résulte elle-même que de la propagation de la flamme ; *a priori* il pourrait en être autrement dans un moteur où le mouvement ascendant du piston impose dans la première phase une certaine compression de la charge. Les figures 25 et 26 donnent les valeurs de U_{oi} extraites du travail de HEIMEL et WEAST (5). Si l'on néglige, selon les données de MANTON et MILLIKAN (4), l'influence possible de la pression, on voit que U_{oi} varie du simple au double entre l'instant d'allumage et la phase médiane. Bien que ce résultat ne puisse, à lui seul, expliquer le rapide accroissement de U_{oi} en début de combustion, on voit que la contribution de la vitesse de déflagration laminaire à la variation de U_{oi} peut être importante. Il subsiste malheureusement un doute en ce qui concerne l'influence de la pression : si l'on en tient compte en utilisant l'exposant $n = -0,39$ donné par GARNER, LONG et ASHFORTH (9), la variation de U_{oi} dans le domaine considéré n'est plus que de 15 % environ.

Les deux points qui précèdent font appel à des considérations propres au cas particulier envisagé. En fait le phénomène observé semble tout à fait général. FIOK, MARVIN, CALDWELL et ROEDER (11) ont observé un accroissement de la vitesse de propagation dans la première phase ; les mesures étaient effectuées sur une bombe sphérique à allumage central avec un mélange initialement au repos, par conséquent dans des conditions où ni les parois, ni l'élévation de température des gaz frais, ni la turbulence ne peuvent avoir d'effet sensible. L'existence d'une première phase « anormalement » lente a aussi été constatée par KENWORTHY et PUTNAM (40) au cours de leurs expériences réalisées à volume constant en milieu turbulent. Nous citerons encore les travaux de OLSEN, GAYHART et EDMONSON (25) qui ont observé le développement du noyau immédiatement après le passage de l'étincelle et ceux de MICKELSEN et ERNSTEIN (18) qui ont fait une étude statistique du développement initial de la flamme dans un écoulement turbulent. Dans ces deux cas également, une vitesse de propagation ou de déflagration anormalement faible a été constatée. MICKELSEN et ERNSTEIN ont même obtenu sur certains relevés des vitesses très inférieures aux vitesses laminaires.

De nombreux éléments sont à prendre en considération dans l'interprétation de ces expériences :

Le refroidissement du volume brûlé initial peut être important, et tout particulièrement dans

le cas d'un allumage latéral en milieu turbulent ; il en résulterait d'une part une réduction de l'expansion des gaz brûlés et de la vitesse de la flamme, d'autre part une réduction de la vitesse de déflagration laminaire.

La mise en vitesse des gaz frais chassés par l'expansion des gaz brûlés ne pouvant se faire instantanément, un certain délai est nécessaire à l'établissement du régime d'écoulement.

Selon FIOCK, MARVIN, CALDWELL et ROEDER, la vitesse de déflagration laminaire reste faible tant que le front de flamme n'a pas atteint son épaisseur et sa structure d'équilibre ; une explication du même ordre peut être valable dans le cas de la combustion turbulente (délai d'établissement de la structure d'équilibre du front de flamme turbulent). On retrouve ainsi l'hypothèse, déjà exposée, selon laquelle l'influence de la turbulence ne se manifeste pleinement que lorsque la flamme a atteint des dimensions suffisantes par rapport à l'échelle des mouvements de gaz. Ce point de vue semble confirmé par les expériences de KENWORTHY et PUTMAN (40) qui ont observé un accroissement de la durée de la première phase avec l'échelle de turbulence.

Du point de vue pratique, cette subdivision de la zone de combustion ne présente d'intérêt que dans la mesure où les facteurs étudiés ont une action différente sur les deux phases, ce qui sera examiné dans la suite à partir de nos résultats expérimentaux.

2) Influence de la vitesse de rotation

La figure 28, où les courbes des fractions brûlées relatives aux vitesses de 1 000 tr/mn et 3 100 tr/mn ont été reproduites avec la même échelle de temps, montre qu'une variation de turbulence agit sensiblement de la même façon sur le résultat global dans la phase principale et dans la phase initiale, sauf peut-être sur une portion très faible de cette dernière. Ce résultat, conforme à celui obtenu par SOKOLIK, VOINOFF et SVIRIDOFF (27), est en contradiction avec l'hypothèse du caractère essentiellement chimique de la première phase dont la durée serait en conséquence indépendante de la vitesse de rotation.

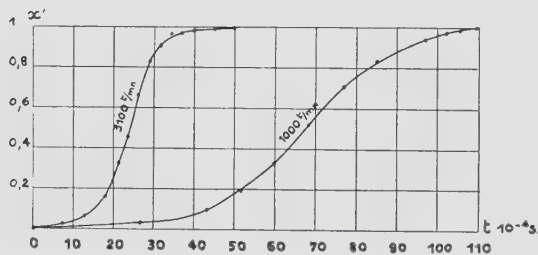


FIG. 28.

Conditions de fonctionnement : voir fig. 24.

Les auteurs cités estiment néanmoins qu'il y a lieu de conserver la division en deux phases du fait de l'influence différente de la nature du mélange carburé sur ces deux phases, dont la première serait gouvernée par la turbulence microscopique, d'échelle inférieure à l'épaisseur de la flamme et dont l'intensité est susceptible de varier avec la vitesse de rotation. Cette question sera envisagée dans le deuxième chapitre.

La variation de l'avance à l'allumage optimum avec la vitesse de rotation s'explique simplement par le fait que les vitesses d'accroissement de la fraction brûlée ne sont pas exactement proportionnelles à la vitesse du moteur, comme le montre la figure 24 où les durées moyennes de combustion exprimées en angles de rotation sont légèrement plus faibles à 1 000 tr/mn qu'à 3 100 tr/mn.

Le tableau ci-après donne le rapport des durées, exprimées avec la même unité de temps, nécessaires pour atteindre dans les deux cas la même valeur de x' .

Le rapport des durées de combustion est sensiblement constant sur la totalité de l'intervalle où la phase de combustion est susceptible d'être étudiée à l'aide d'un diagramme de pression. Il diffère de 5 à 10 % de la valeur 3,1 qui aurait été obtenue si la vitesse de combustion était proportionnelle à la vitesse de rotation. Bien qu'à la limite des erreurs de mesure, cet écart est significatif, des résultats de même sens ayant été obtenus en cours d'essais effectués à d'autres richesses.

TABLEAU V.

χ'	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95
$\frac{t(1\ 000)}{t(3\ 100)}$	2,85	2,8	2,8	2,8	2,9	2,9	2,9	2,9	2,9	2,9	2,9

Dans la suite de ce travail, nous continuerons à n'interpréter que le résultat global, caractérisé par les courbes $\chi'(t)$ et les durées de propagation moyennes, sans en général pousser le dépouillement jusqu'au calcul de U_{0t} , en raison de l'incertitude des hypothèses. C'est aussi la seule méthode utilisable pratiquement lorsque, sous l'action de mouvements de gaz dirigés (soupape à déflecteur), le front de flamme prend une forme fortement dissymétrique, ce qui ne permet plus d'estimer, même approximativement, l'aire de la flamme.

b. Étude de la dispersion cyclique.

1) Aspect qualitatif du phénomène.

La figure 24 donne les paramètres qui caractérisent la dispersion cyclique pour les deux vitesses de rotation : coefficient de variation σ_r , calculé à partir des relevés de pression, écarts interdéciles des variables fraction brûlée et parcours de flamme, courbes de fréquences cumulées obtenues par la méthode d'ionisation.

L'allure générale du phénomène ne change guère avec les conditions de fonctionnement et nous allons en examiner les points marquants sur cette série d'essais.

La modification des courbes de fréquences cumulées de la variable pression avec l'état d'avancement de la combustion apparaît très nettement sur la figure 29. La dispersion, pratiquement nulle au début du phénomène, augmente au fur et à mesure que la combustion progresse, passe par un maximum lorsque la moitié environ de la charge a brûlé, puis décroît graduellement vers une valeur faible, mais non nulle, atteinte en fin de combustion. Les courbes de fréquence présentent un aspect dissymétrique dans la première partie du phénomène, avec une dispersion plus accentuée des cycles à pression élevée, tendent vers une symétrie approchée dans la phase médiane et redeviennent fortement dissymétriques en fin de combustion, avec cette fois une dispersion plus élevée pour les cycles de faible pression. Lorsque la combustion est achevée, la symétrie des courbes de fréquence est à nouveau réalisée.

Ces variations, constatées avec la variable pression, ne reflètent pas nécessairement l'allure de la dispersion des vitesses de propagation ou de déflagration. En fait elles s'expliquent dans leurs grandes lignes par des considérations purement thermodynamiques ou géométriques. Ainsi, le fait que la dispersion de la pression soit très faible dans les premiers instants ne signifie évidemment pas

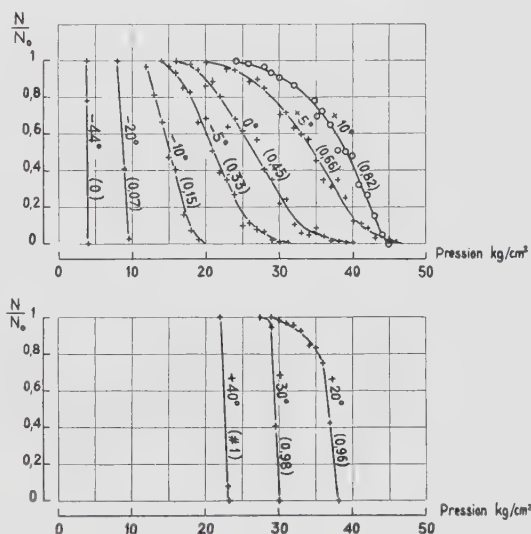


FIG. 29.

Vitesse de rotation 3 100 tr/mn.
Origine des angles de rotation au P. M. H.

que les vitesses de déflagration sont identiques d'un cycle à l'autre, puisque, nous l'avons vu, la progression de la flamme sur une distance importante ne donne lieu au début du phénomène qu'à des accroissements de pression insignifiants. Là encore les diagrammes de pression ne peuvent servir à l'investigation de la phase initiale de la combustion ; seule l'étude directe de la position de la flamme serait susceptible de résoudre ce problème. Les dissymétries constatées au début et en fin de combustion s'expliquent aisément si l'on admet pour tous les cycles une allure semblable de la courbe $x' = f(t)$. En ce qui concerne le début de combustion, on peut dire que la population étudiée est constituée *grosso modo* de deux populations à caractère différent : celle des cycles les plus rapides qui ont atteint ou dépassé à l'instant considéré le point de la courbe $x' = f(t)$ où la propagation de la flamme donne lieu à des accroissements de pression sensibles et celle des cycles les plus lents qui sont encore dans la zone où la pente de la courbe $x' = f(t)$ est faible ; il en résulte la dissymétrie constatée. En fin de combustion, l'inverse se produit : les cycles les plus lents sont encore situés dans la zone médiane de la courbe $x' = f(t)$ avec, par conséquent, une dispersion importante, alors que les cycles les plus rapides ont déjà atteint la partie supérieure de cette courbe où les variations de vitesse de combustion ne peuvent entraîner que de faibles variations de pression. Lorsque toutes les valeurs de x sont situées entre 0,05 et 0,95 par exemple, les variations de vitesse de combustion se traduisent aussi bien pour les cycles rapides que pour les cycles lents par des variations de pression importantes et les courbes de fréquence sont sensiblement symétriques dans la phase médiane ⁽¹⁾.

On voit que le simple examen des résultats bruts permet de suivre qualitativement l'évolution moyenne de la combustion. L'utilisation d'échelles de Gauss peut faciliter cette interprétation.

Une fois la combustion terminée pour la totalité des cycles, il subsiste une dispersion résiduelle due à ce que le phénomène s'est développé à volume variable. Si la quantité de chaleur libérée et les pertes aux parois ne subissent pas de fluctuations importantes, les pressions après combustion sont plus faibles dans le cas des cycles les plus rapides contrairement à ce qui se passe dans la phase principale de la combustion : l'énergie interne $E_t = E_A + Q' - W_A^t$ et, partant, la pression à un instant donné doivent en effet être d'autant plus faibles que le travail effectué par les gaz W_A^t est plus élevé. Les diagrammes instantanés montrent en général qu'il en est bien ainsi. Cette dispersion résiduelle est toujours relativement faible car la combustion s'effectue pour tous les cycles au voisinage du point mort haut, c'est-à-dire avec des valeurs peu élevées de W_A^t .

On retrouve sur la courbe σ_r de la figure 24 la variation avec le temps de l'amplitude de la dispersion. Le maximum correspond sensiblement à $x' = 0,5$. Il y a lieu d'insister sur l'ordre de grandeur de ce maximum ; l'intervalle relatif de variation, égal à environ 5 fois σ_r , atteint en ce point la valeur 1 à 3 100 tr/mn, c'est-à-dire que la pression peut varier entre 0,5 P_m et 1,5 P_m , soit dans le rapport de 1 à 3.

Si l'on considère maintenant la dispersion des durées de combustion pour des valeurs données de la fraction brûlée, on voit que l'écart interdécile augmente en valeur absolue au fur et à mesure que la combustion progresse. Sa valeur relative varie peu dans une zone étendue. Dans la phase médiane de combustion, la variation de la durée de combustion est de l'ordre de 25 % entre le premier et le neuvième décile à 3 100 tr/mn.

La comparaison des écarts interdéciles obtenus par la méthode d'ionisation et de ceux correspondant à la variable l_o (fig. 24) montre que les signaux d'ionisation sont beaucoup plus dispersés que les parcours de flamme moyens, ce qui est dû vraisemblablement aux fluctuations de forme du front de flamme qui viennent s'ajouter aux fluctuations de vitesse « moyenne ».

⁽¹⁾ Dans le cas de combustions très dispersées, il peut se faire que cette symétrie ne soit pas complètement réalisée.

2) Influence de la vitesse de rotation.

Tous les critères de dispersion de la figure 24 indiquent que l'irrégularité cyclique est nettement moindre à 1 000 tr/mn qu'à 3 100 tr/mn. Ainsi la variation de la durée de combustion entre le premier et le neuvième décile n'est que de 16 % à 1 000 tr/mn au lieu de 25 % à 3 100 tr/mn. La différence apparaît encore plus accentuée sur les relevés d'ionisation dont la dispersion se rapproche davantage, à 1 000 tr/mn, de la dispersion de la variable l_b (fig. 24) ; on peut interpréter ce dernier résultat en admettant que les fluctuations de forme du front de flamme sont d'autant plus accentuées que la vitesse de rotation est plus grande.

2. Résultats obtenus sur moteur de série 11 ch Citroën.

Les relevés ont été effectués à 3 000 tr/mn et 1 800 tr/mn avec réglage d'avance optimum dans les deux cas. Le carburant utilisé était l'isooctane à la richesse 1,2 pour les deux vitesses de rotation.

Les résultats portés sur la figure 30 confirment bien ceux obtenus sur moteur I. F. P. en ce qui concerne la variation des durées de combustion avec le régime du moteur.

La variation de la dispersion cyclique est moins nette mais apparaît cependant sur les courbes de la fraction brûlée en fonction du temps, relatives au premier et au neuvième décile.

On peut également remarquer que l'irrégularité cyclique observée sur ce moteur de série est tout à fait du même ordre que celle obtenue sur le moteur expérimental I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.

II. INFLUENCE D'UN DÉFLECTEUR DE SOUPAPE D'ADMISSION

Afin de faire varier à la même vitesse de rotation le mouvement des gaz dans la chambre de combustion, nous avons effectué certains relevés avec des soupapes d'admission munies d'un déflecteur qui masquait partiellement la section de passage des gaz. Des soupapes de ce type sont utilisées dans certains moteurs Diesel à injection directe afin d'imprimer à l'air un mouvement d'ensemble convenablement orienté par rapport au jet de combustible ; des améliorations importantes de la combustion ont pu être obtenues par ce procédé [DUMANOIS (24)].

Les moteurs à essence ainsi conçus sont assez rares ; néanmoins le moteur expérimental C. F. R., qui n'en comportait pas à l'origine, a finalement été équipé d'une soupape à déflecteur après une première période de mise au point ; la raison en apparaîtra clairement quand nous aurons exposé nos résultats de mesure.

Cette étude a été effectuée sur moteur C. F. R. et sur moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.

Nous n'examinerons ici que les résultats obtenus avec l'isooctane en mélange stoechiométrique ou riche, au taux de compression 6,5.

1. Résultats obtenus sur moteur C. F. R.

Nous avons conservé la soupape à déflecteur de série ; l'orientation du déflecteur est maintenue constante par une goupille traversant la tige de soupape et coulissant dans une rainure fraisée dans le guide. La soupape est disposée de manière à donner au mélange carburé au moment de l'admission un mouvement tangentiel dirigé vers la bougie d'allumage (fig. 10).

Les relevés ont été effectués à la vitesse de rotation de 900 tr/mn avec une température d'admission de 149° C (300° F), conditions utilisées pour la détermination des indices d'octane par la *Motor Method*.

Moteur de série 11 ch Citroën
 Température d'admission : 17° C
 Vitesse de rotation : 1 800 tr/mn (avance 30°
 avant P. M. H.)
 —●— Vitesse de rotation : 3 000 tr/mn (avance 40°
 avant P. M. H.)
 Carburant : isooctane
 Richesse : 1,2

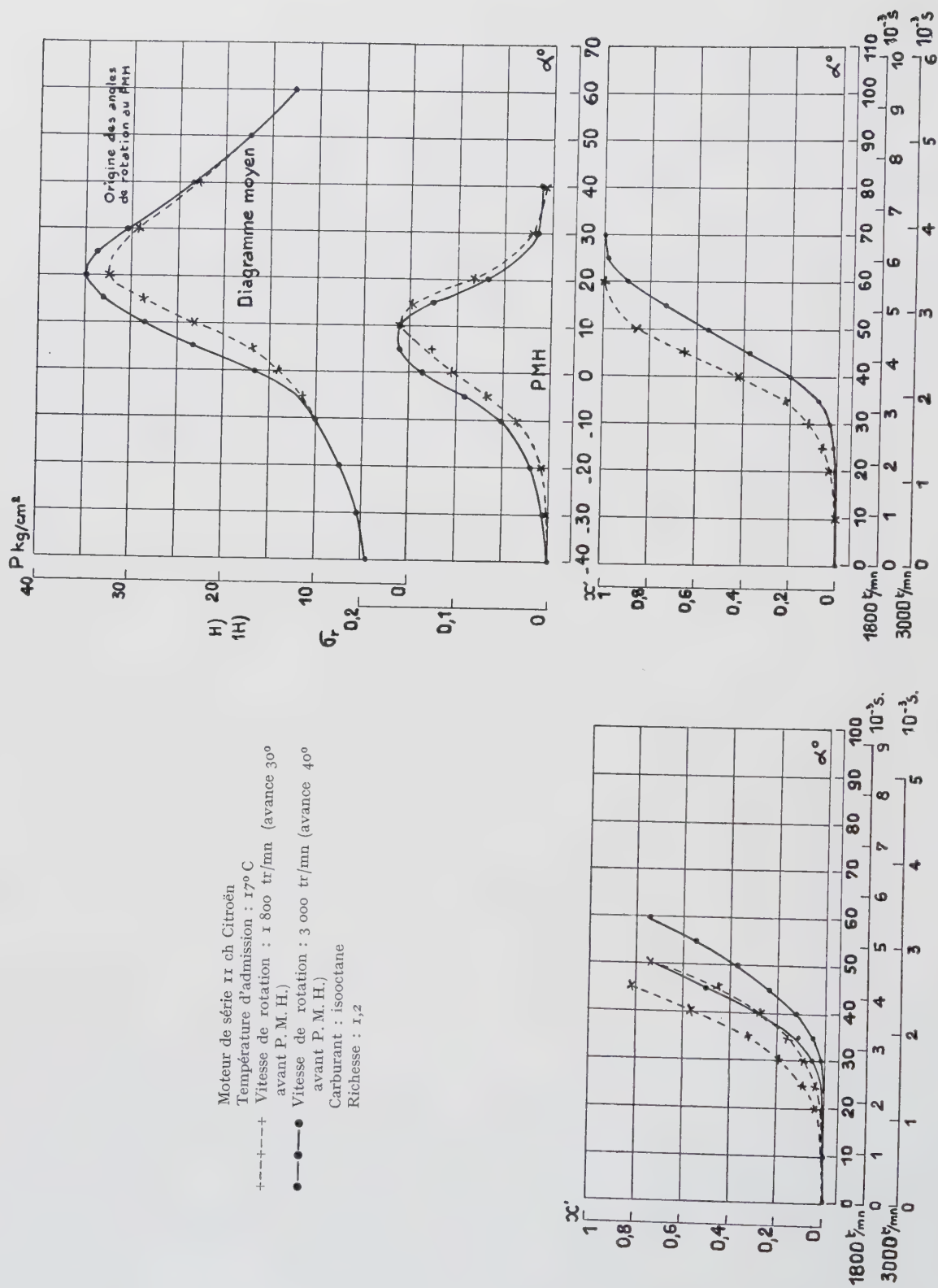


Fig. 30. — Influence de la vitesse de rotation.

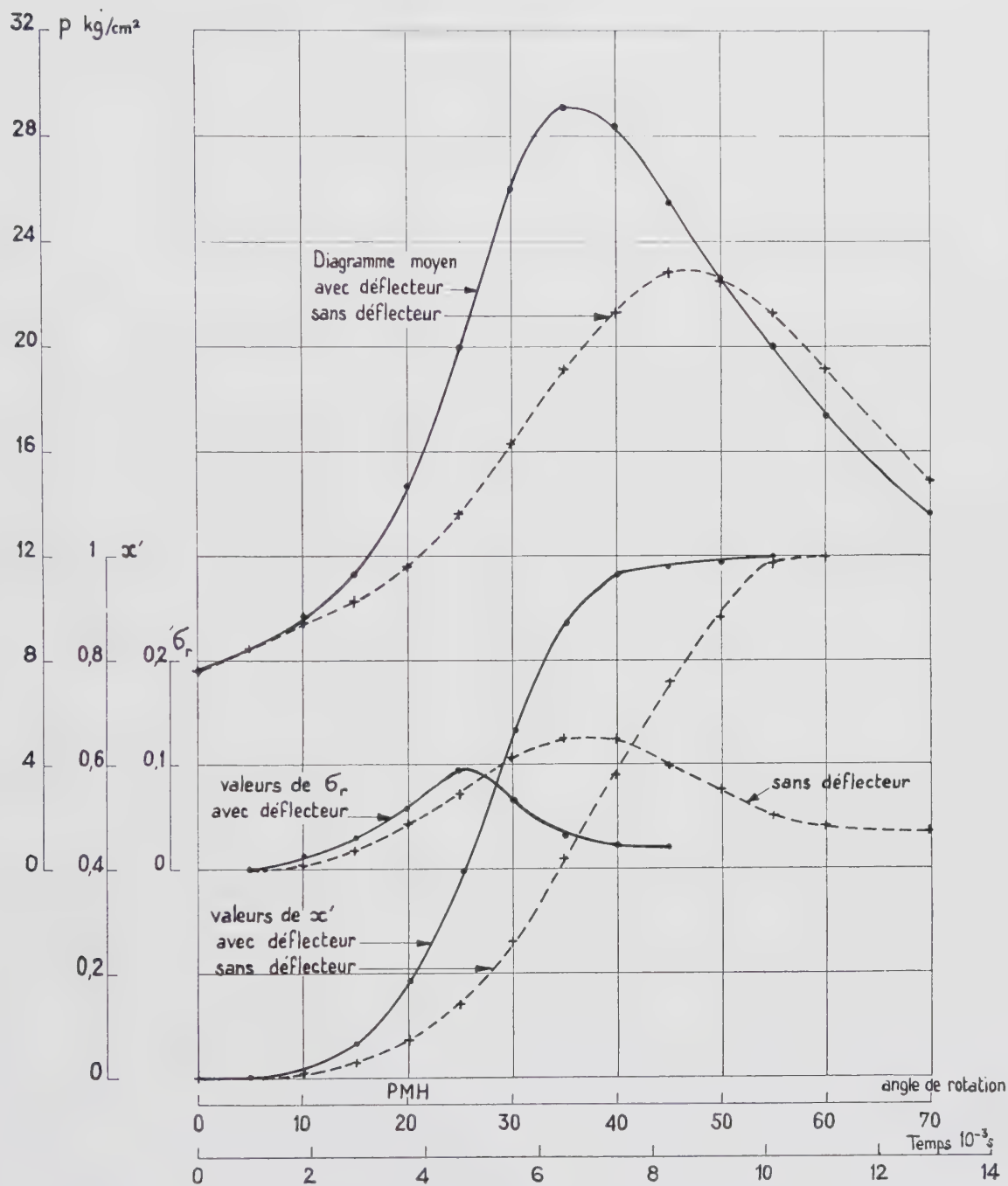
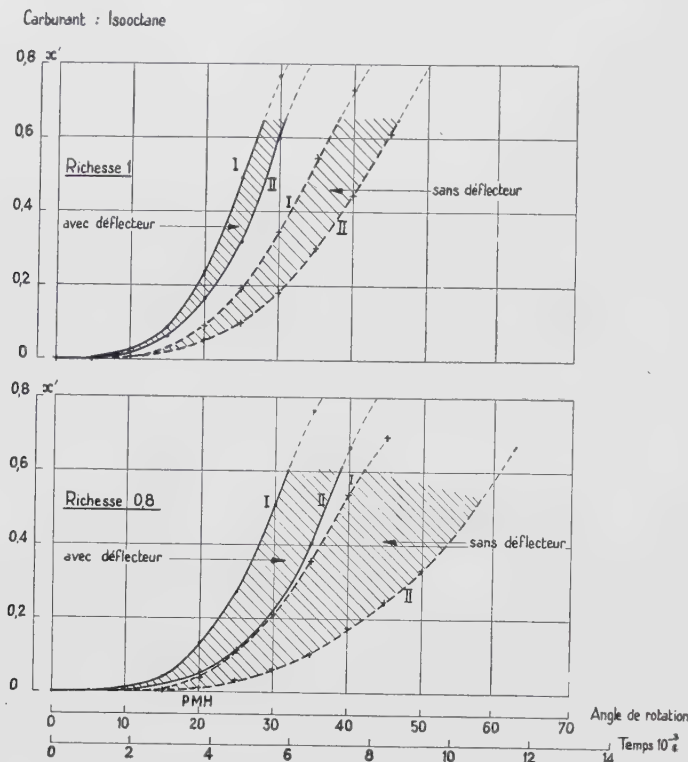


FIG. 31. — Influence du déflecteur de soupape d'admission.

Moteur : C. F. R. Taux de compression : 6,5 Vitesse de rotation : 900 tr/mn Avance à l'allumage : 20° avant P. M. H.
 Température d'admission : 149°C Carburant : iso-octane Richesse : 1



Moteur : C. F. R. Taux de compression : 6,5 Vitesse de rotation : 900 tr/mn
 Avance à l'allumage : 20° avant P. M. H. Température d'admission : 149° C
 Carburant : isooctane. La courbe I correspond au 1^{er} décile, la courbe II
 au 9^e décile

Nous avons, dans une première série, utilisé la même avance à l'allumage de 20° avant le P. M. H. correspondant au réglage standard; nous avons ensuite effectué un relevé en portant l'avance à l'allumage à 30°, avec la soupape sans déflecteur, de façon à comparer les deux montages sensiblement dans des conditions d'avance à l'allumage optimum.

La figure 31 montre que la présence du déflecteur entraîne une forte augmentation de la vitesse de combustion déduite du diagramme moyen. La variation de pente de la courbe $x' = f(t)$ se produit notablement plus tôt et les écarts continuent à croître pendant toute la durée de la propagation détectable à partir du relevé de pression.

Nous donnons dans le tableau VI le rapport des durées de combustion correspondant aux mêmes valeurs de x' avec et sans déflecteur. La présence du déflecteur augmente d'environ 30 à 40 % la vitesse de combustion lorsque l'avance à l'allumage est la même; l'écart reste de l'ordre

de 30 % si l'on règle l'avance de façon à faire coïncider la position de la pression maximum avec et sans déflecteur.

L'influence du déflecteur de soupape d'admission sur la dispersion cyclique est extrêmement nette (fig. 32). La dispersion relative, caractérisée par les écarts interdéciles relatifs, reproduits ci-après (tableau VII), se trouve, avec déflecteur, réduite sensiblement à la moitié de la valeur observée sans déflecteur.

TABLEAU VI.

AVANCE AVEC DÉFLECT.	AVANCE SANS DÉFLECT.	x'	0,05	0,1	0,2	0,4	0,5	0,6	0,8	0,9	0,95
20°	20°	t (sans déf.)	1,29	1,30	1,36	1,37	1,38	1,39	1,41	1,38	1,35
		t (avec déf.)									
20°	30°	t (sans déf.)	1,32	1,31	1,28	1,28	1,30	1,31	1,30	1,28	1,26
		t (avec déf.)									

TABLEAU VII.

AVANCE ° av. P. M. H.	DÉFLECTEUR	λ'	0,1	0,2	0,4	0,5	0,6
20	sans	δ_r	0,2	0,19	0,19	0,2	0,2
30	sans	δ_r	0,14	0,15	0,2	0,2	0,2
20	avec	δ_r	0,09	0,11	0,12	0,11	0,1

La pression maximum enregistrée à l'extrémité des courbes de fréquence dépasse d'environ 20 % la pression maximum relative au diagramme moyen, avec la soupape sans déflecteur ; cet écart se réduit à 7 % avec déflecteur.

Ces résultats concernant la dispersion cyclique justifient bien la présence d'une soupape à déflecteur sur le moteur C. F. R. destiné à la mesure des indices d'octane. La dispersion de la combustion normale entraîne en effet une dispersion du phénomène de cliquetis en phase et en intensité et il est nécessaire, pour obtenir des mesures stables, de réduire au maximum les variations cycliques de la phase de combustion normale précédant le cliquetis. KAROUT (42) était arrivé à la même conclusion au cours de ses expériences, où il avait tenté d'étudier les délais de détonation sur moteur C. F. R. en supprimant le déflecteur, de façon à localiser la zone détonante au voisinage du détecteur.

2. Résultats obtenus sur moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.

Nous avons fait réaliser une soupape à déflecteur masquant, comme sur le moteur C. F. R., la moitié de la section de passage normale (fig. 33).

Dans la majeure partie des expériences, nous avons orienté le déflecteur de façon à créer à l'admission un mouvement dirigé vers la bougie d'allumage (position I). Certains relevés ont été effectués avec les différentes orientations du déflecteur indiquées sur la figure 34. Nous avons également utilisé deux soupapes d'admission où la section de passage était constituée respectivement de 8 et 4 orifices de même diamètre disposés symétriquement (fig. 33).

L'influence de ces différentes soupapes a été étudiée aux vitesses de rotation de 1 500 tr/mn et de 3 100 tr/mn.

Le tableau VIII indique les sections de passage maxima, la masse de mélange admis par cycle et le débit par unité de section maximum, exprimé en valeur relative. Ce dernier paramètre donne une estimation de la variation des vitesses moyennes de passage. La valeur correspondant à 1 500 tr/mn a été prise pour unité.

TABLEAU VIII.

SOUPAPE	NORMALE	DÉFLECTEUR 180°	8 ORIFICES	4 ORIFICES
Section de passage maximum (cm ²).	12,38	6,19	6,19	3,14
Masse de mélange admis par } 1 500 tr/mn	0,50	0,47	0,49	0,49
cycle (g). } 3 100 tr/mn	0,50	0,40	0,50	0,39
Débit relatif par unité de sec- } 1 500 tr/mn	1	1,88	1,96	3,92
tion max. } 3 100 tr/mn	2,07	3,3	4,13	6,45

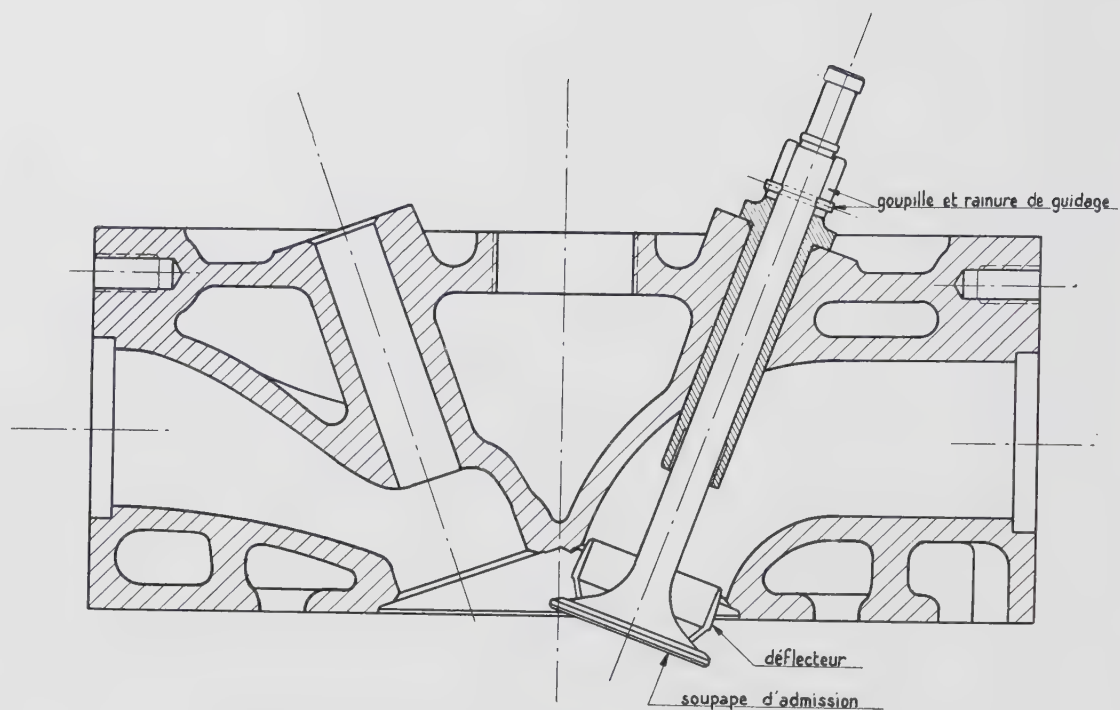


FIG. 33. — Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.
Coupe de la culasse équipée d'une soupape d'admission à déflecteur.
La soupape est représentée en position I.

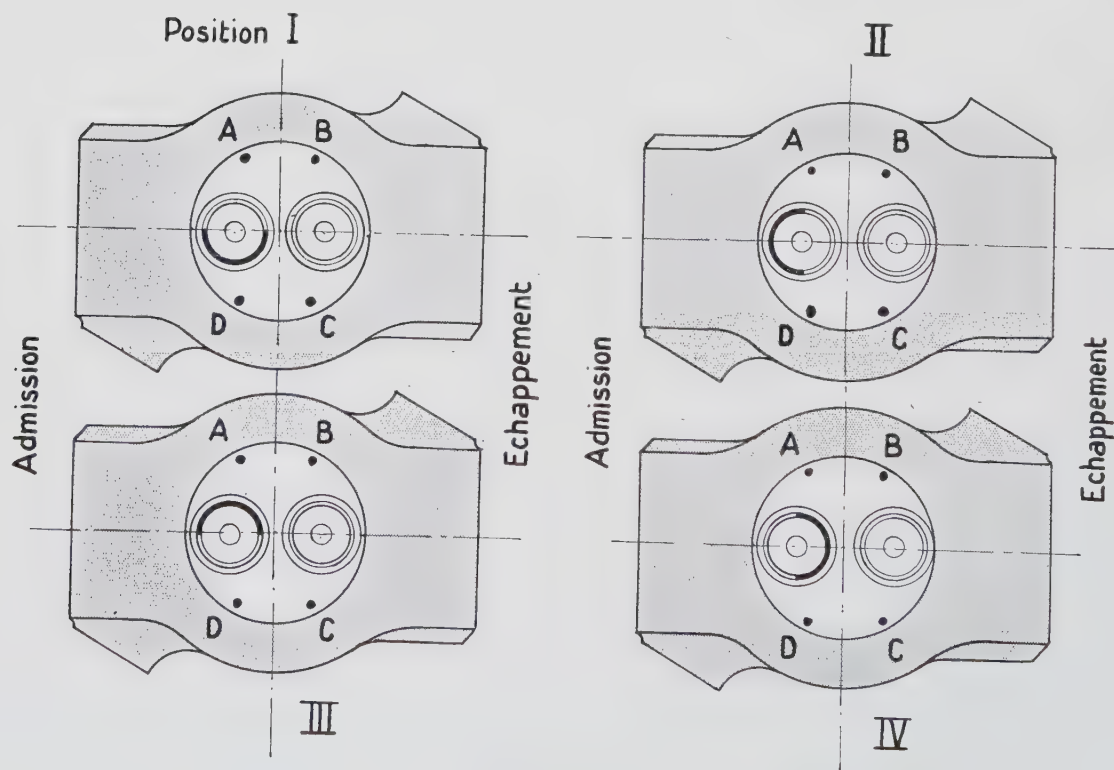


FIG. 34.

La masse de mélange admise par cycle a été trouvée identique, à 2 % près, pour les différentes positions du déflecteur. On constate une réduction importante du remplissage à 3 100 tr/mn avec la soupape à déflecteur et la soupape à 4 orifices. Bien qu'elle présente sensiblement la même section de passage que la soupape à déflecteur, la soupape à 8 orifices ne réduit pas sensiblement le remplissage.

Il est à remarquer que les pressions relevées au moment de l'allumage sont tout à fait du même ordre avec et sans déflecteur (voir par exemple fig. 35), ce qui signifie vraisemblablement que la réduction de remplissage provient dans ce cas d'échanges thermiques accrus pendant la phase d'admission. La mauvaise précision relative de nos relevés à basse pression ne nous a pas permis d'éclaircir ce point.

a. Soupape à déflecteur. Position I.

La figure 35 représente les résultats obtenus à 3 100 tr/mn avec et sans déflecteur à l'aide des deux méthodes pression et ionisation. Le carburant utilisé était l'isooctane (richesse 1,15 avec déflecteur, 1,2 sans déflecteur). On retrouve une influence considérable du déflecteur aussi bien sur les durées moyennes de propagation que sur la dispersion cyclique. Le tableau IX donne les rapports de ces durées pour les valeurs identiques de α' ; nous y avons également porté des résultats obtenus à 1 500 tr/mn.

TABLEAU IX.

VITESSE DE ROTATION tr/mn	α'	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
3 100 ($\gamma \simeq 1,2$) ...	t (sans déflect.)									
	t (avec déflect.)	1,52	1,60	1,61	1,61	1,64	1,67	1,68	1,69	1,70
1 500 ($\gamma \simeq 1$) ...	t (sans déflect.)									
	t (avec déflect.)	1,84	1,79	1,82	1,83	1,89	1,89	1,89	1,95	2

On constate, comme dans le cas du moteur C. F. R., que le rapport des durées de combustion varie peu pendant la majeure partie de la combustion; on voit nettement sur la figure 35 que l'influence du déflecteur s'exerce aussi bien sur la phase initiale que sur la phase principale.

Le gain obtenu sur moteur I. F. P. est notablement supérieur à celui que nous avons enregistré sur le moteur C. F. R., ce qui peut être dû à la géométrie différente des chambres de combustion ou à la vitesse de rotation très faible du moteur C. F. R.

Les relevés effectués par la méthode d'ionisation (fig. 35) mettent également en évidence un accroissement considérable des vitesses moyennes de propagation.

La dispersion relative des durées de combustion est fortement réduite comme le montre le tableau suivant.

TABLEAU X.

VITESSE DE ROTATION	DÉFLECTEUR	α'	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
3 100 ($\gamma \simeq 1,2$) ...	avec	δ_p	0,18	0,15	0,11	0,11	0,11	0,11	0,12
	sans	δ_p	0,19	0,19	0,24	0,23			
1 500 ($\gamma \simeq 1$) ...	avec	δ_p	0,18	0,15	0,15	0,14	0,14	0,14	0,13
	sans	δ_p	0,28	0,30	0,30	0,30	0,27		

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.
 Taux de compression : 6,5
 Vitesse de rotation : 3 100 tr/min
 Avance à l'allumage : 44° avant P. M. H.
 Température d'admission : 50° C
 Carburant : isooctane

Souape d'admission { —●—●— normale (richesse 1,2)
 O—O—O à déflecteur ($\gamma = 1,15$)

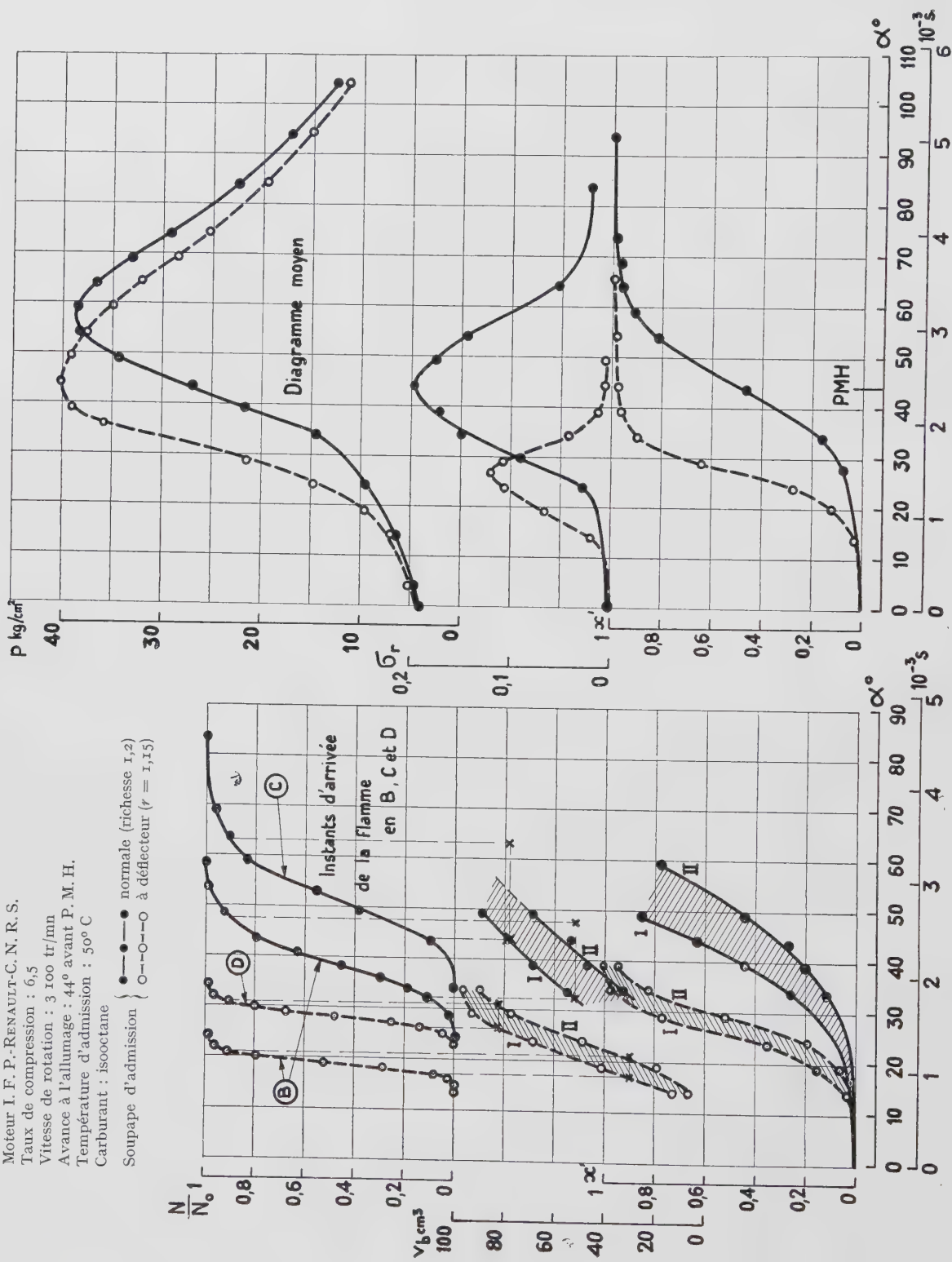


Fig. 35. — Influence du déflecteur de soupape d'admission.

La réduction de la dispersion est encore plus importante dans les relevés effectués par la méthode d'ionisation portés sur la figure 35. Dans l'interprétation des expériences avec déflecteur, nous n'avons pas pu conserver l'hypothèse approchée d'une propagation sphérique, par suite de la dissymétrie du front de flamme créée par le mouvement tourbillonnaire des gaz au moment de l'allumage, dissymétrie que nous avons mise en évidence en modifiant l'orientation du déflecteur (fig. 36). Pour comparer les dispersions mesurées par les deux méthodes, nous nous sommes borné à calculer, à partir des diagrammes de pression, les volumes de gaz brûlés correspondant aux premier et deuxième déciles. On constate que l'écart interdécile des relevés d'ionisation coïncide à peu près exactement avec l'écart interdécile des volumes de gaz brûlés pour une même valeur moyenne du temps (fig. 35) lorsque la soupape est munie d'un déflecteur ; le même résultat a été obtenu aux trois points B, C, D de la chambre de combustion. On peut en conclure que la composante due aux fluctuations de forme du front de flamme n'intervient que pour une part négligeable dans la dispersion des instants de passage de la flamme en un point donné. Avec la soupape normale, au contraire, la dispersion des instants de passage de la flamme en un point donné de la chambre de combustion est, comme nous l'avons indiqué précédemment, très supérieure à la dispersion des instants correspondant à une position « moyenne » donnée du front de flamme ou à un volume donné de gaz brûlés. Il est donc vraisemblable que la forme du front de flamme est nettement plus stable dans le cas du mouvement tourbillonnaire créé par le déflecteur.

Nous avons reporté au chapitre II les résultats qui concernent l'effet de l'avance à l'allumage et qui montrent que, sur un intervalle de réglage important, ce facteur modifie peu les durées moyennes et la dispersion cyclique.

b. Influence de l'orientation du déflecteur.

Nous avons porté les durées moyennes de propagation relatives aux points B, C, D de la chambre de combustion obtenues avec les orientations I, II, III, IV aux vitesses de rotation de 1 500 (avance à l'allumage de 36°) et 3 100 tr/mn (avance à l'allumage de 44°). Le carburant utilisé était, comme précédemment, l'isooctane à une richesse voisine de l'unité : 0,97 à 1 500 tr/mn, 0,95 à 0,98 à 3 100 tr/mn. D'autres essais ont été effectués avec chaque position à la richesse correspondant à la limite du fonctionnement stable ; ils seront utilisés au chapitre II.

Malgré le nombre peu élevé de points d'exploration, la figure 36 montre que la direction moyenne de la vitesse des gaz à l'admission exerce une influence très nette sur la configuration de la flamme.

Les ordonnées des points figuratifs relatifs à C et D, qui sont les plus éloignés de la bougie, sont peu influencées par la position du déflecteur ; néanmoins, la position relative de ces deux points en dépend ; ainsi lorsque le déflecteur, en position I, impose une composante tangentielle de la vitesse d'écoulement dirigée de C vers D, la flamme passe au point C avant le point D, bien que ce dernier soit plus proche de la bougie d'allumage ; au contraire, pour les trois autres positions, ainsi d'ailleurs que sans déflecteur, la flamme atteint toujours le point D avant le point C.

Les instants de passage de la flamme au point B, situé à une distance légèrement inférieure à la moitié du parcours total de la flamme, varient de façon beaucoup plus nette avec l'orientation du déflecteur. La durée de propagation augmente de près de 50 % quand on passe de la position I, où la composante tangentielle du mouvement des gaz est dirigée de la bougie vers le point B, à la position III où cette composante est dirigée en sens inverse ; dans ce dernier cas la flamme arrive au point B après avoir atteint le point C qui se trouve à une distance de la bougie environ deux fois supérieure.

Il est intéressant de noter que la répartition des instants d'arrivée de la flamme aux différents points de la chambre pour les différentes positions du déflecteur ne change pratiquement pas si l'on fait varier la vitesse de rotation du moteur. Il en est de même quand on modifie la nature du mélange ; nous verrons en particulier au chapitre II que le rapport des durées moyennes de propagation obtenues avec deux richesses différentes varie peu d'un point de la chambre de combustion à l'autre.

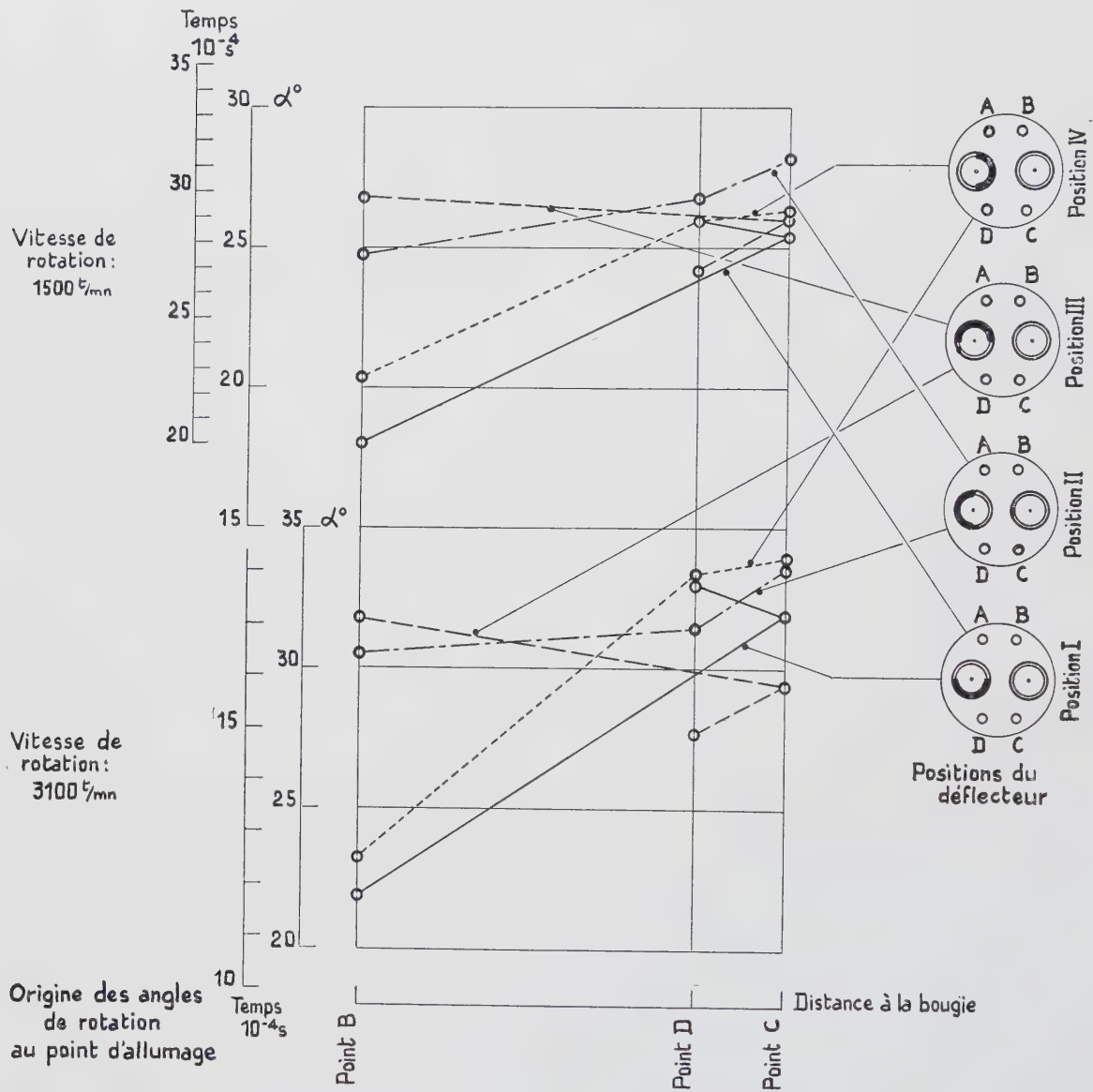


FIG. 36. — Influence de l'orientation du déflecteur sur les instants de passage de la flamme aux points : B, C, D.

Moteur : I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.

Allumage en A

Taux de compression : 6,5

Vitesses de rotation : 1 500 et 3 100 tr/mn

Avances à l'allumage 36° avant P. M. H. à 1 500 tr/mn

44° avant P. M. H. à 3 100 tr/mn

Carburant : isooctane.

Richesse : 0,97

Examinons maintenant l'influence de l'orientation du déflecteur sur la dispersion. Comme précédemment, il s'agit de résultats relatifs aux durées de propagation mesurées par la méthode d'ionisation. Le tableau ci-dessous en donne les écarts types obtenus aux points B, C, D avec les différentes orientations du déflecteur ; nous y avons ajouté à titre de comparaison les écarts types correspondant au montage sans déflecteur.

TABLEAU XI.

VITESSE DE ROTATION (tr/mn)	POSITION DU DÉFLECTEUR	ÉCART TYPE ($^{\circ}$ rotation)		
		Point B	Point C	Point D
1 500	I	1,8	2	2,1
—	II	3,1	2,7	2,3
—	III	2,5	2	2,1
—	IV	2,9	2,5	3,1
—	sans déflecteur	6,2	11,7	10
3 100	I	2,2	2,5	2,3
—	II	2,7	2,5	2,7
—	III	2,5	2,3	2,1
—	IV	3,5	3,7	3,5
—	sans déflecteur	7,8	11,3	9,2

On constate que la dispersion varie relativement peu, en valeur absolue, avec l'orientation du déflecteur et reste toujours très inférieure à celle mesurée sans déflecteur.

La position I et III donnant un mouvement tangentiel à l'admission sont légèrement plus favorables que la position II (direction moyenne du mouvement suivant l'axe transversal vers l'intérieur de la chambre) et surtout que la position IV (direction moyenne du mouvement suivant le même axe que la position II, mais vers la paroi de la chambre).

c. Soupapes à 8 et 4 orifices.

Le tableau XII permet de comparer ces soupapes à la soupape normale et à la soupape avec déflecteur du double point de vue vitesse moyenne de propagation et dispersion. Nous avons porté dans le cas de la soupape à déflecteur les valeurs relatives à la position II correspondant à une section de passage orientée symétriquement vers l'intérieur de la chambre. Ces essais ont tous été effectués avec de l'isooctane à une richesse voisine de 0,97.

Les soupapes à 8 et 4 orifices permettent d'obtenir un temps moyen de propagation et une dispersion légèrement inférieurs à ceux observés avec la soupape normale. Néanmoins leur effet est considérablement moindre que celui de la soupape à déflecteur.

Le comportement de la soupape à 4 orifices est supérieur à celui de la soupape à 8 orifices à 1 500 tr/mn ; l'inverse se produit à 3 100 tr/mn.

La vitesse moyenne d'admission avec la soupape à 8 orifices est du même ordre, à 1 500 tr/mn, que celle créée par la soupape à déflecteur ; elle est notablement supérieure à 3 100 tr/mn ; avec la soupape à 4 orifices, cette vitesse est sensiblement doublée (tableau VIII). Si l'on se reporte à l'ensemble des résultats précédents, on peut donc conclure que la vitesse de passage à la soupape ne constitue pas à elle seule un facteur déterminant ; la structure de l'écoulement imposée par la forme de la soupape semble jouer un rôle essentiel.

TABLEAU XII.

CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT	SOUPAPE	POINT B		POINT D		POINT C	
		Durée moy. °	Écart type °	Durée moy. °	Écart type °	Durée moy. °	Écart type °
Vitesse de rotation : 1 500 tr/mn (Avance : 36° av. P. M. H.)	sans déflecteur	41	6,25	58	10	63,5	11,7
	avec déflecteur	24,8	3,1	26,7	2,3	28,2	2,7
	8 orifices	38,7	5,9	51,3	8,6	61,2	11,7
	4 orifices	36,2	6	46,8	5,9	53,9	9,7
Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn (Avance : 44° av. P. M. H.)	sans déflecteur	46	7,8	61,5	9,2	62	11,3
	avec déflecteur	30,5	2,7	33,5	2,5	31,4	2,7
	8 orifices	40,4	6,2	52,1	5,9	56,5	10,5
	4 orifices	50,2	7,4	57,3	7,6	58,8	10

3. Conclusion.

Ces expériences ont confirmé l'intérêt de mouvements de gaz dirigés tels que ceux créés par un déflecteur de soupape d'admission. On peut penser que le mécanisme de propagation rencontré ici diffère sensiblement de celui admis pour la combustion en milieu turbulent isotrope ; dans ce dernier cas, l'accroissement de l'aire de la flamme et, par conséquent, de la vitesse de déflagration est produit par les mouvements désordonnés, sans que l'aire du front de flamme moyen soit modifié⁽¹⁾, alors que, dans le cas de la soupape à déflecteur, un rôle important peut être attribué à l'accroissement de l'aire du front de flamme moyen, déformé par le mouvement tourbillonnaire macroscopique. Ce point est illustré par la figure 37 où l'on a reproduit un relevé des parcours de flamme, effectué par SOKOLIK, VOINOFF et SVIRIDOFF (27) dans le cas d'une admission tangentielle. Ces différences dans la structure de la flamme expliquent vraisemblablement la réduction très importante de la dispersion cyclique constatée dans le cas du déflecteur.

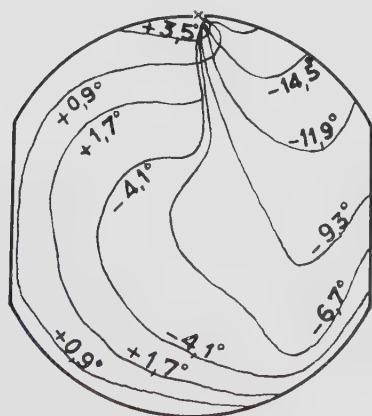


FIG. 37. — Configuration du front de flamme (admission tangentielle) d'après SOKOLIK, VOINOFF et SVIRIDOFF (27).

Origine des angles de rotation au P. M. H.

Il nous paraît intéressant, pour terminer, de comparer nos résultats à ceux obtenus par CARIS, McDUFFIE, MITCHELL et WYCZALEK (43) qui ont étudié l'influence d'un déflecteur d'admission sur l'exigence en octane⁽²⁾ d'un moteur de taux de compression 9, à la vitesse de 1 000 tr/mn. Un déflecteur de

⁽¹⁾ Cette distinction ne peut être que très schématique, du fait de l'existence de mouvements de gaz désordonnés à grande échelle.

⁽²⁾ L'exigence en octane à une vitesse de rotation donnée est définie dans le travail en question comme l'indice d'octane permettant de régler l'avance, à la limite d'apparition du cliquetis, à une valeur correspondant à une puissance égale à 99 % de la puissance obtenue avec le réglage optimum.

180°, semblable à celui que nous avons utilisé, a permis de réduire l'exigence en octane de 18 points environ. Les auteurs estiment que ce gain important est dû essentiellement à une réduction de la durée de combustion lorsque la soupape est munie du déflecteur, mais ils ne font pas mention de la diminution de dispersion qui, à notre avis, agit dans le même sens. Contrairement à ce que nous avons obtenu dans l'étude de la combustion normale, les travaux cités ont mis en évidence un effet important de l'orientation du déflecteur sur l'exigence en octane du moteur ; néanmoins quelle que soit l'orientation, une amélioration a toujours été constatée par rapport au montage sans déflecteur. Cette divergence peut provenir du fait que la masse de mélange carburé en fin de combustion se trouve localisée en des endroits différents de la chambre de combustion et notamment dans des zones plus ou moins chaudes suivant l'orientation du déflecteur. Une telle modification de la distribution spatiale du mélange carburé en fin de combustion avec la direction du mouvement des gaz à l'admission semble très vraisemblable si l'on se reporte aux figures 36 et 37.

Malgré son intérêt du point de vue combustion, le déflecteur ne peut vraisemblablement pas constituer une solution pratique pour les moteurs rapides en raison des difficultés de remplissage rencontrées. Par ailleurs une diminution de rendement peut résulter d'un accroissement des échanges thermiques. Nous avons utilisé ce dispositif comme un moyen simple de faire varier la structure des mouvements de gaz.

CHAPITRE II

INFLUENCE DE LA NATURE DU MÉLANGE CARBURÉ

Nous allons dans ce chapitre étudier l'influence de la nature du mélange carburé sur les durées moyennes de combustion et sur la dispersion dans les différentes conditions de turbulence qui viennent d'être examinées.

L'avance à l'allumage a d'abord été maintenue constante pour chacun des états de turbulence considérés, ce qui assurait pour les différents mélanges des valeurs à peu près identiques des variables initiales : pression, température ⁽¹⁾, forme et volume du réacteur, caractéristiques des mouvements de gaz ⁽²⁾. Cependant, comme un réglage constant de l'avance ne correspond pas à la puissance maximum pour chaque mélange, nous avons examiné l'influence de ce facteur sur quelques cas particuliers.

I. INFLUENCE DE LA RICHESSE

1. Isooctane (2-2-4 triméthylpentane).

L'étude a été effectuée sur le moteur C. F. R. et en majeure partie sur le moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.

Dans une première série d'expériences, la méthode des relevés statistiques de pression a été utilisée conjointement avec la méthode d'ionisation. En raison de la longueur du premier procédé

⁽¹⁾ En réalité la proportion des gaz résiduels et les propriétés thermodynamiques des gaz frais varient légèrement avec la richesse ; il en résulte que les températures à l'instant d'allumage pouvaient différer d'environ 20 à 30 %, soit 3 à 5 % pour les richesses extrêmes étudiées [cf. VICHNIEVSKY et SALÉ (21)].

⁽²⁾ Ce réglage correspond aussi aux conditions rencontrées dans les moteurs polycylindriques où l'allumage s'effectue au même point du cycle dans les divers cylindres, alimentés avec des mélanges de richesses souvent très différentes.

et de la stabilité précaire du moteur en mélange pauvre, nous avons dû, sur le moteur I. F. P., nous contenter d'explorer la zone des mélanges riches. Ayant constaté une concordance satisfaisante entre les résultats des deux méthodes, nous avons étendu notre investigation, par l'ionisation seule, sur une gamme de richesses plus large allant du côté des mélanges pauvres jusqu'à la limite du fonctionnement stable ; en mélange riche, les essais ont été conduits jusqu'à des richesses supérieures aux valeurs utilisées pratiquement.

Nous exposerons d'abord les résultats de cette deuxième série d'expériences.

Les conditions de fonctionnement caractérisant les différents états de turbulence étaient les suivants :

- 1) Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. Taux de compression 6,5.
 Vitesse de rotation 3 100 tr/mn. Soupape d'admission normale.
 Vitesse de rotation 1 500 tr/mn. Soupape d'admission normale.
 Vitesse de rotation 3 100 tr/mn. Soupape d'admission avec déflecteur.
 Vitesse de rotation 1 500 tr/mn. Soupape d'admission avec déflecteur.
- 2) Moteur C. F. R. — Taux de compression 6,5.
 Vitesse de rotation 900 tr/mn. Soupape d'admission avec déflecteur.

a. Relevés effectués par la méthode d'ionisation.

1) Résultats obtenus à avance constante.

Les figures 38, 39, 40, 41, 42 ⁽¹⁾ donnent les durées moyennes de propagation ainsi que l'écart type et le coefficient de variation σ_r , obtenus dans le cas du moteur I. F. P. en différents points de la chambre de combustion. Au cours du fonctionnement à 3 100 tr/mn avec la soupape normale (fig. 38) où la dispersion est particulièrement importante, nous avons simplement mesuré la médiane pour abréger les essais et assurer autant que possible la constance des conditions expérimentales ⁽²⁾ ; les courbes de fréquence n'ont été relevées que pour quelques richesses.

On constate que l'allure des résultats demeure inchangée dans des conditions où les valeurs absolues des durées moyennes de propagation et de la dispersion varient considérablement. Dans tous les cas, la durée moyenne de propagation passe par un minimum correspondant à une richesse de l'ordre de 1,2 à 1,3 et augmente très rapidement du côté des mélanges pauvres.

L'écart type σ et le coefficient de variation σ_r , passent par un minimum situé également en mélange riche et croissent rapidement lorsqu'on s'éloigne du mélange stœchiométrique. Ainsi, les difficultés de fonctionnement en mélange pauvre ne tiennent pas seulement à la diminution de la vitesse de propagation, mais aussi à une augmentation très importante de la dispersion cyclique.

Cette variation de la dispersion avec la richesse se présente sous le même aspect, quelles que soient les conditions de turbulence, comme le montrent les figures 43, 44, 45, où nous avons reporté quelques résultats bruts. Les courbes de fréquence deviennent de plus en plus dissymétriques au fur et à mesure que l'on s'écarte de la richesse correspondant au maximum de vitesse : la durée des combustions les plus lentes augmente beaucoup plus que celle des combustions rapides.

Un résultat analogue a été obtenu par WARREN et HINKAMP (44) sur moteur C. F. R. et par MICKELSEN et ERNSTEIN (18) dans leur étude du développement du noyau initial en milieu turbulent. Les résultats de ces derniers travaux sont particulièrement intéressants du fait qu'ils ont été obtenus dans des conditions optima de reproductibilité de la richesse initiale ; malgré cela, une dispersion

⁽¹⁾ Les richesses minimales indiquées sur les figures ne peuvent être considérées comme des limites significatives de fonctionnement stable, en raison du caractère erratique d'une telle détermination.

⁽²⁾ De plus, pour les mélanges très pauvres, l'appareil de mesure n'enregistrait pas tous les signaux d'ionisation au point C le plus éloigné de la bougie (voir plus loin), ce qui rendait impossible le calcul de la moyenne et de l'écart type.

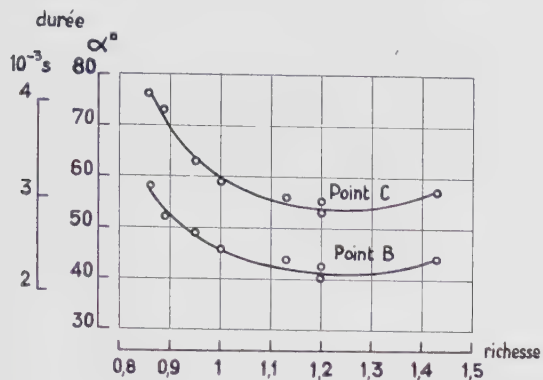


FIG. 38. — Influence de la nature du mélange carburé.

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.
 Taux de compression : 6,5
 Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn
 Avance à l'allumage : 44° avant P. M. H.
 Température d'admission : 50° C.
 Carburant : isooctane.
 Richesse variable.
 Relevés effectués par la méthode d'ionisation.

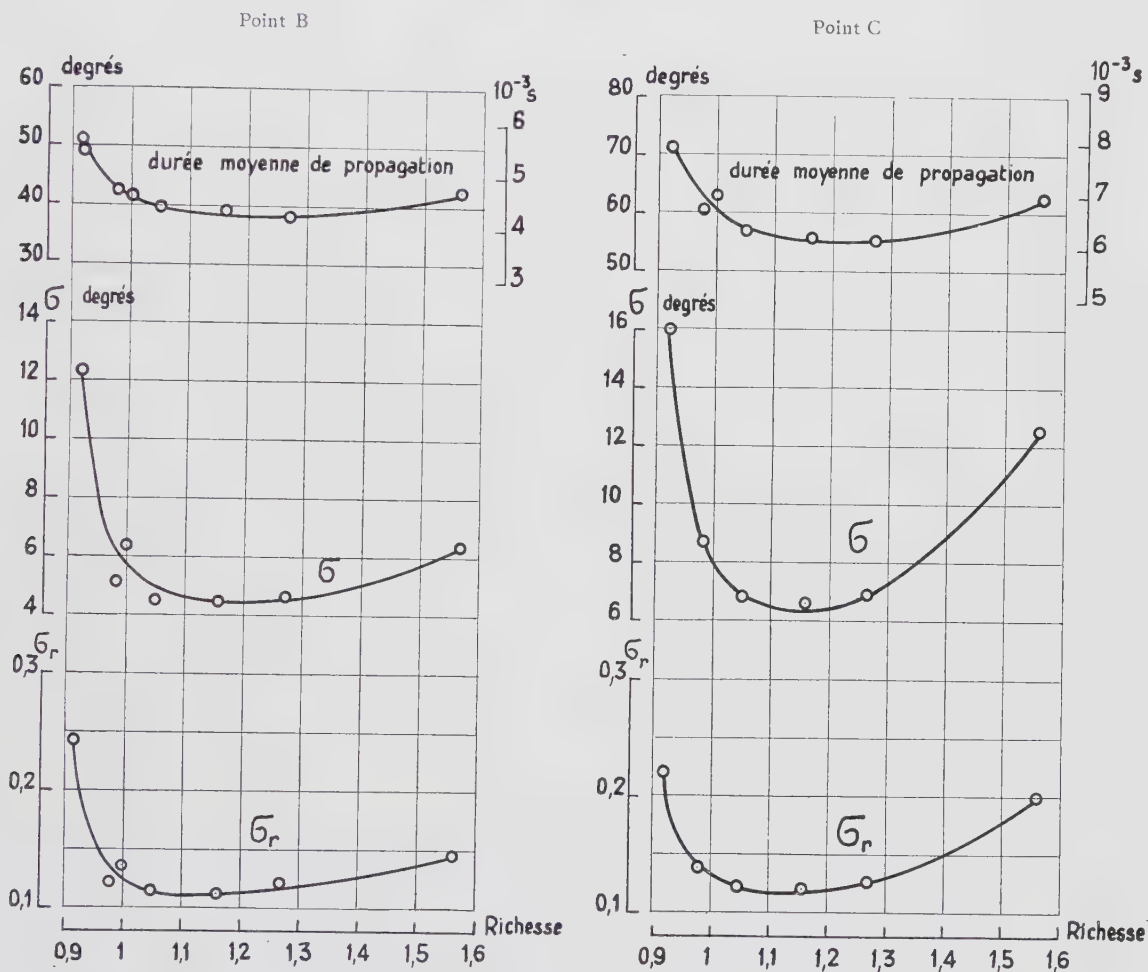


FIG. 39. — Influence de la nature du mélange carburé.

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.
 Taux de compression : 6,5
 Vitesse de rotation : 1 500 tr/mn
 Avance à l'allumage : 36° avant P. M. H.

Température d'admission : 50° C
 Carburant : isooctane
 Richesse variable
 Relevés effectués par la méthode d'ionisation

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. ; soupape d'admission
à déflecteur, position I
Taux de compression : 6,5
Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn
Avance à l'allumage : 44° avant P. M. H.
Température d'admission : 50° C
Carburant : iso-octane
Richesse variable
Relevés effectués par la méthode d'ionisation.

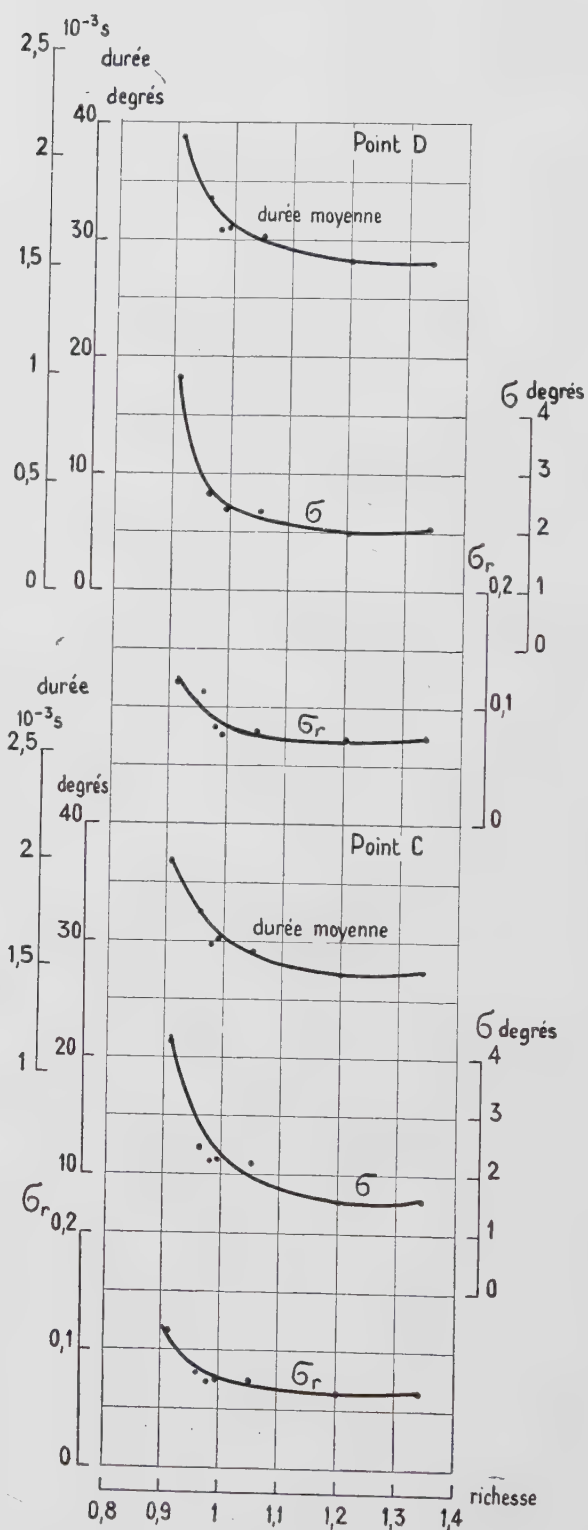
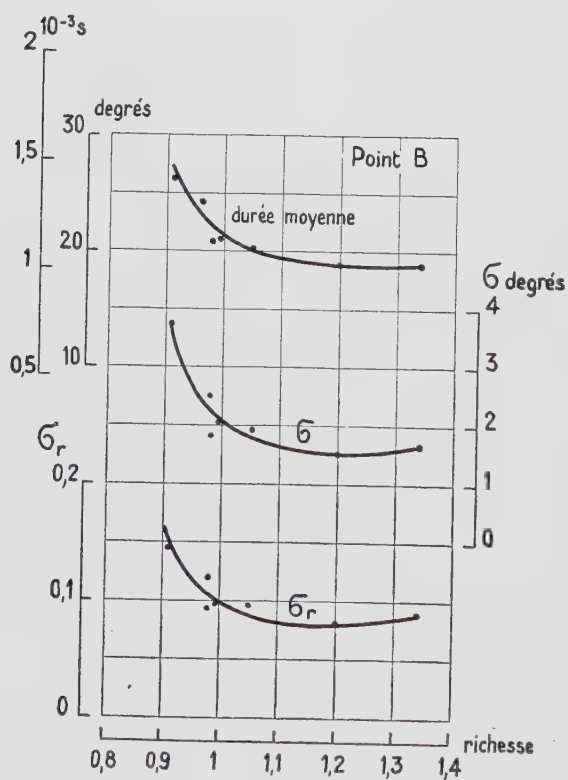


FIG. 40. — Influence de la nature du mélange carburé.

Moteur I.F.P.-RENAULT-C.N.R.S. ; soupape d'admission
à défecteur, position I
Taux de compression : 6,5
Vitesse de rotation : ± 500 tr/mn
Avance à l'allumage : 36° avant P. M. H.
Température d'admission : 50° C
Carburant : iso-octane
Richesse variable
Relevés effectués par la méthode d'ionisation

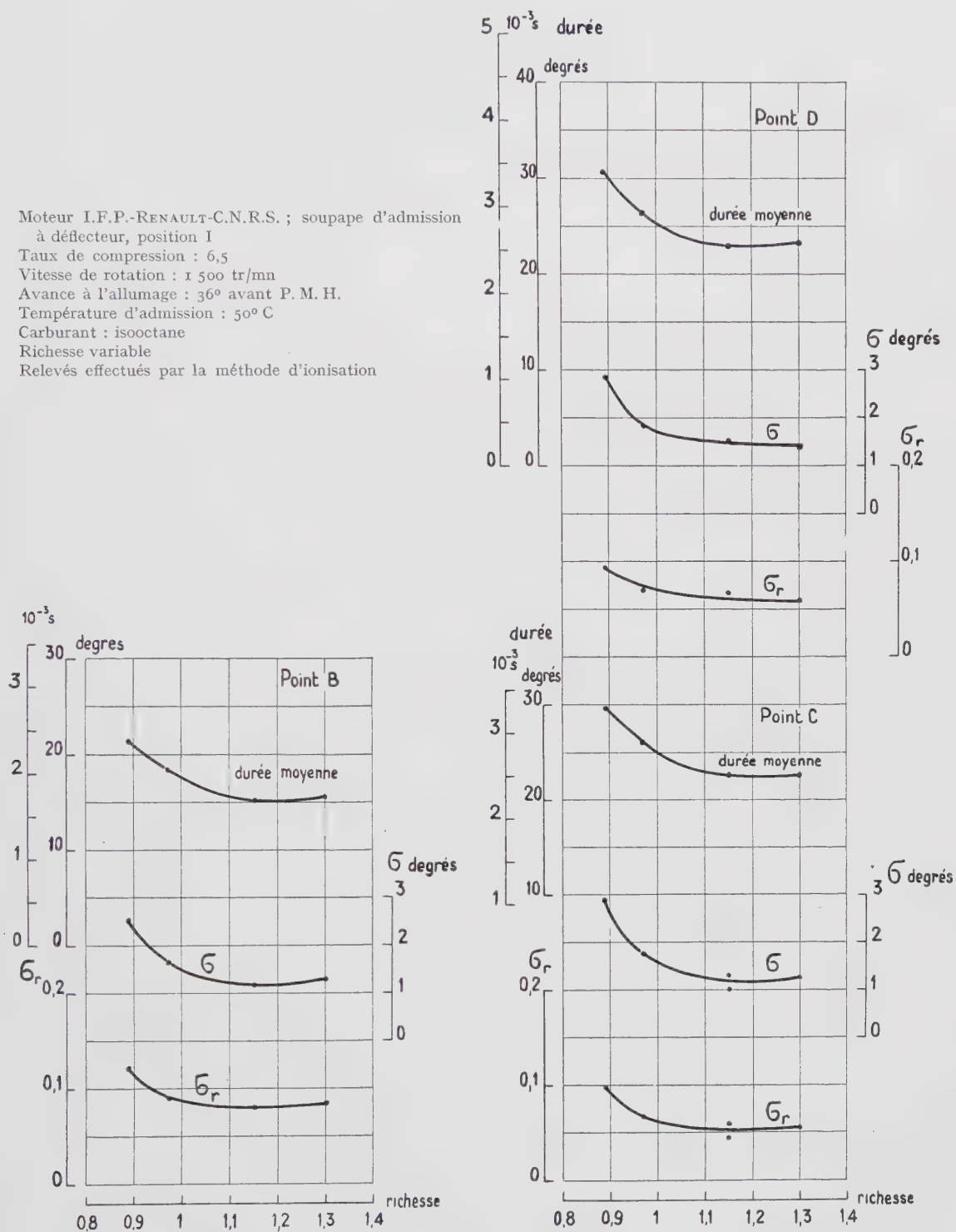


FIG. 41. — Influence de la nature du mélange carburé.

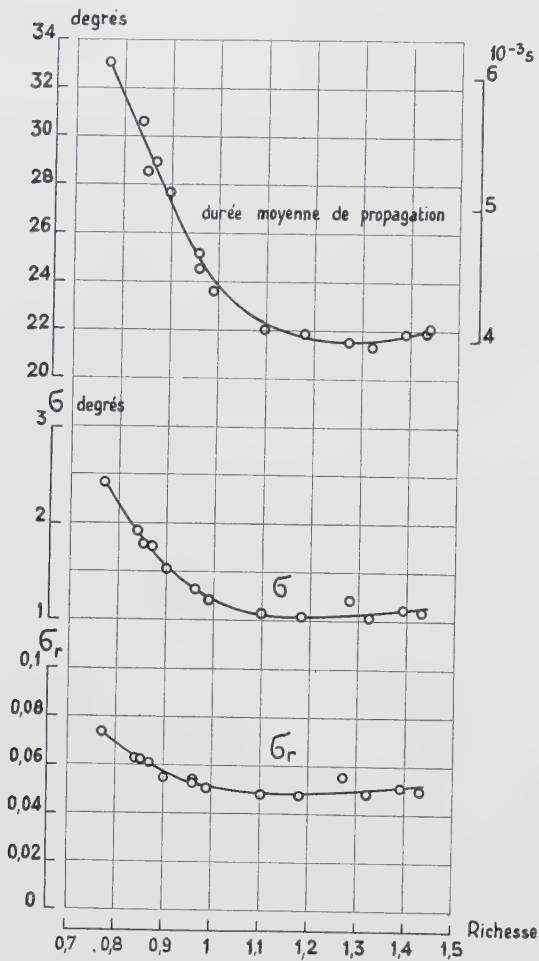


FIG. 42. — Influence de la nature du mélange carburé.

Moteur C. F. R. ; soupape d'admission à déflecteur
 Taux de compression : 6,5
 Vitesse de rotation : 900 tr/mn
 Avance à l'allumage : 20° avant P. M. H.
 Température d'admission : 149° C
 Carburant : isooctane
 Richesse variable
 Relevés effectués par la méthode d'ionisation

persion cyclique qui est considérable en mélange pauvre sans déflecteur. Avec la soupape à déflecteur, les ratés d'allumage et l'arrêt apparaissent brusquement sans être précédés d'une période de fonctionnement instable. Cette extinction prématurée est due vraisemblablement à la vitesse élevée de l'écoulement au voisinage de la bougie [SWETT et DONLON (45)]. On pourrait remédier à cet inconvénient en augmentant l'énergie de l'étincelle, en situant la bougie convenablement ou en modifiant les mouvements de gaz de façon que l'allumage se produise dans une région où la vitesse d'écoulement est réduite.

Ceci nous a incité à rechercher les richesses limites de fonctionnement avec différentes positions

considérable de vitesses de propagation a été observée en mélange pauvre, avec dissymétrie des courbes de fréquence identique à celle que nous avons signalée.

On constate en particulier sur la figure 43 que les durées de propagation correspondant à la partie inférieure de la courbe de fréquences (combustions rapides) restent suffisamment faibles en mélange pauvre pour assurer un fonctionnement correct du moteur ; l'instabilité de marche constatée dans ces conditions est due à une fraction relativement faible de combustions particulièrement lentes.

On remarque aussi sur la figure 43 que l'appareil de mesure n'enregistre pas la totalité des signaux d'ionisation au point C (point le plus éloigné de la bougie) pour la richesse 0,86 (3 100 tr/mn, soupape normale), bien que l'allumage se produise à tous les cycles comme le montrent les relevés effectués au point B. Il semble donc que, dans le cas des combustions les plus lentes, la flamme s'éteigne en fin de propagation ; il est cependant possible que l'amplitude des signaux les plus tardifs ne soit pas suffisante pour déclencher le numérateur électronique.

Si l'on compare les résultats obtenus avec et sans déflecteur, il y a lieu de noter que la présence du déflecteur réduit considérablement les durées de propagation et la dispersion cyclique en mélange pauvre, sans qu'il en résulte un abaissement des richesses limites. En réalité, le comportement du moteur est assez différent dans les deux cas. Lorsque l'on réduit progressivement la richesse, le fonctionnement du moteur sans déflecteur devient de plus en plus instable avant que les ratés d'allumage et l'arrêt ne se produisent ; cette zone d'instabilité dans laquelle se situent les « limites » portées sur les figures est due très vraisemblablement à la dis-

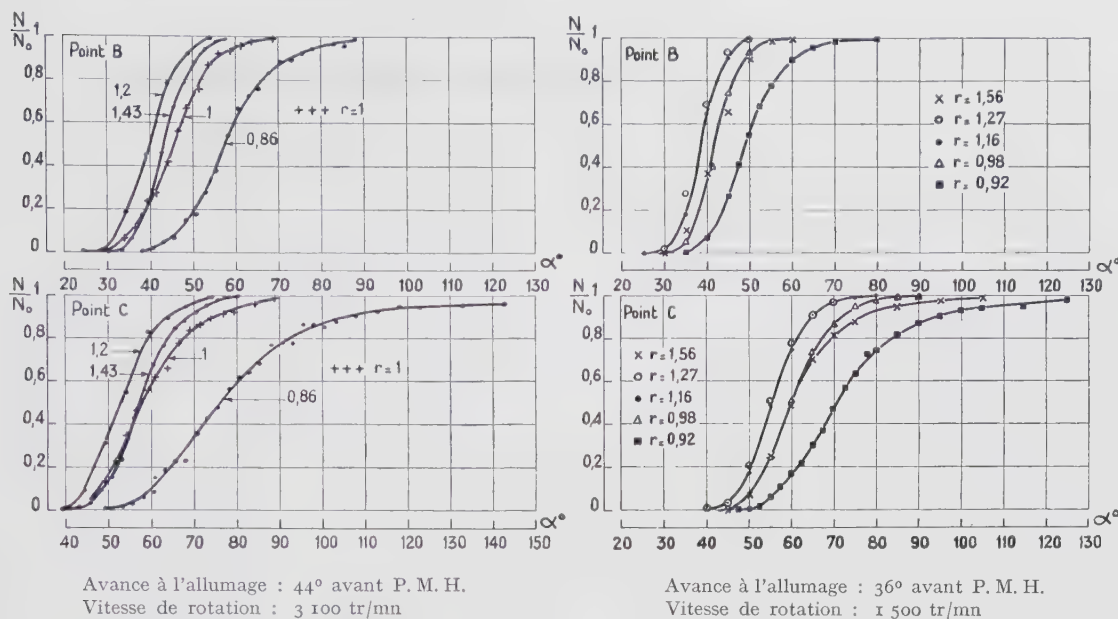


FIG. 43. — Influence de la nature du mélange carburé.

Courbes des fréquences cumulées en fonction de l'angle de rotation (origine à l'instant d'allumage)

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.

Taux de compression : 6,5

Température d'admission : 50° C

Carburant : isoootane

Richesse variable

Relevés effectués par la méthode d'ionisation

du déflecteur. Les valeurs obtenues ne sont guère reproductibles et ne peuvent être retenues comme définitives. Néanmoins, ces essais nous ont permis d'élargir la gamme des richesses étudiées avec déflecteur. Nous avons ainsi pu travailler à des richesses de 0,79 à 1 500 tr/mn, de 0,85 à 3 100 tr/mn dans de bonnes conditions de stabilité. Les quelques courbes de fréquences portées sur les figures 46 et 47 montrent que la combustion de tels mélanges n'est guère plus dispersée que celle d'un mélange riche sans déflecteur. Ces résultats confirment bien que la « turbulence » constitue l'un des moyens d'action les plus puissants pour résoudre le problème du fonctionnement en mélange pauvre, tout au moins dans la gamme de richesses située au-dessus de la limite d'inflammabilité.

2) Influence de l'avance à l'allumage.

Tous les résultats qui précèdent ont été obtenus avec une avance à l'allumage fixe dans chaque série d'essais. Nous avons examiné l'influence du facteur avance dans des conditions où, pensions-nous, le réglage utilisé précédemment s'éloignait le plus de la valeur optimum : moteur I. F. P. à 3 100 tr/mn, soupape sans déflecteur, richesse de 0,89 ⁽¹⁾. En réalité, il a été constaté qu'à cette richesse la puissance varie très peu avec l'instant d'allumage entre 44 et 74° et qu'il est très difficile de définir une avance de puissance maximum. En prenant comme critère la stabilité de marche, on peut estimer que l'avance optimum se situe aux environs de 54 à 64° avant le point mort haut. Le fonctionnement du moteur était instable avec l'avance de 74° et l'arrêt se produisait pour une valeur

⁽¹⁾ Au cours de ces nouveaux essais, nous n'avons pas pu retrouver un fonctionnement stable du moteur à la richesse 0,86 utilisée dans la série précédente.

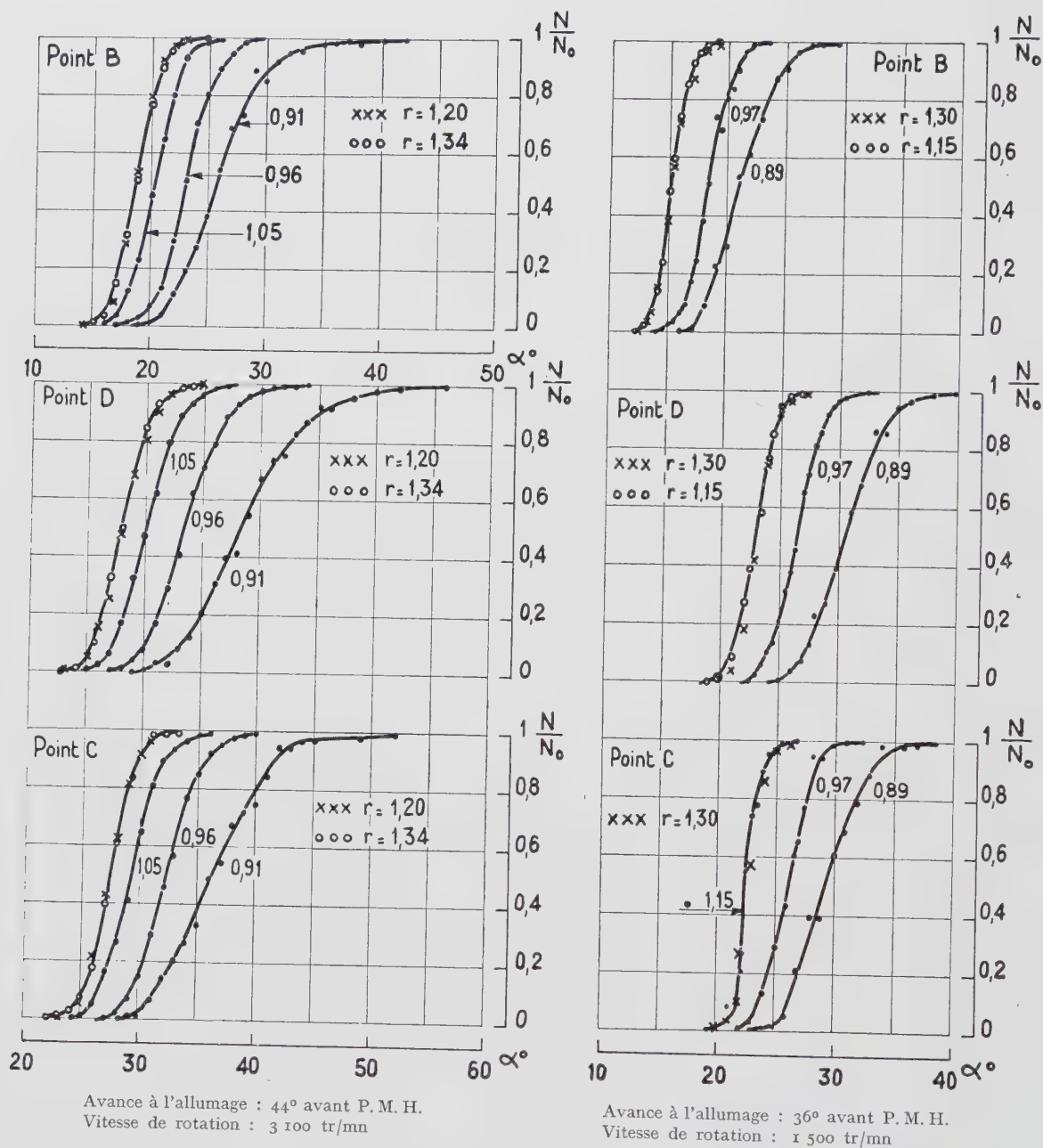


FIG. 44. — Influence de la nature du mélange carburé.

Courbes des fréquences cumulées en fonction de l'angle de rotation (origine à l'instant d'allumage)
Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. ; soupape d'admission à déflecteur, position I
Taux de compression : 6,5

Température d'admission : 50° C
Carburant : isooctane
Richesse variable
Relevés effectués par la méthode d'ionisation

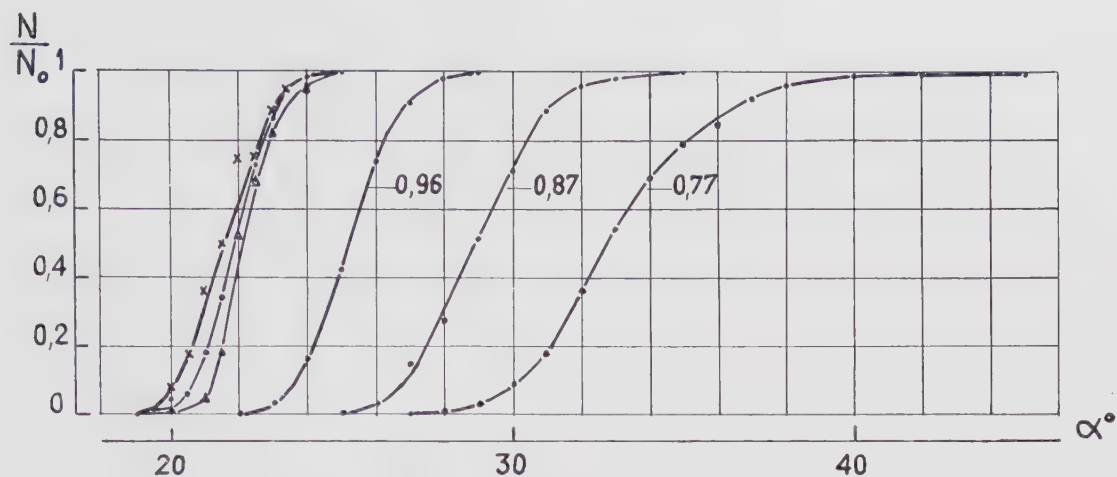


FIG. 45. — Influence de la nature du mélange carburé.

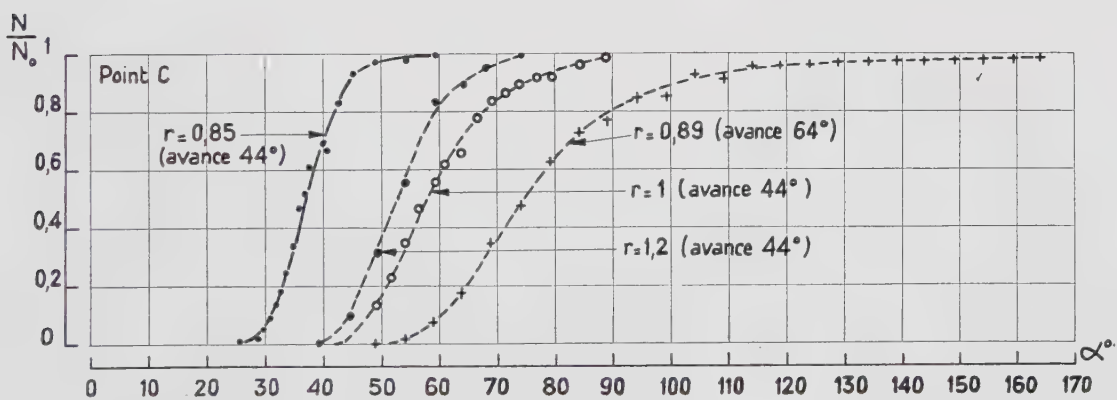
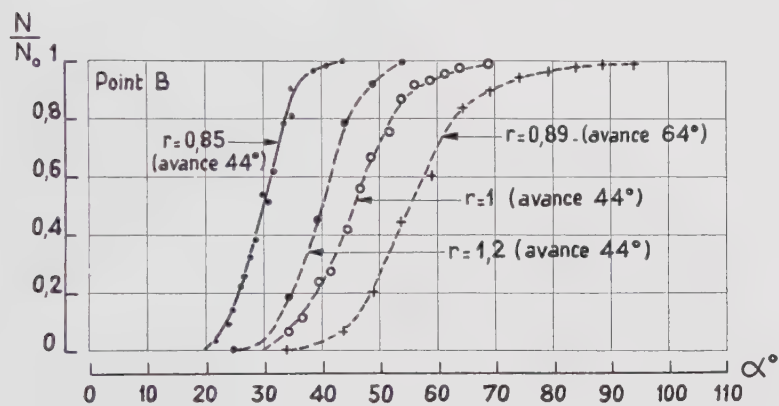
Moteur C. F. R. (voir fig. 42) $\blacktriangle$ $r = 1,1$ $\bullet$ $r = 1,43$ $\times$ $r = 1,27$ 

FIG. 46.

Vitesse de rotation : 1500 tr/mn

—— avec déflecteur (position IV) - - - - sans déflecteur

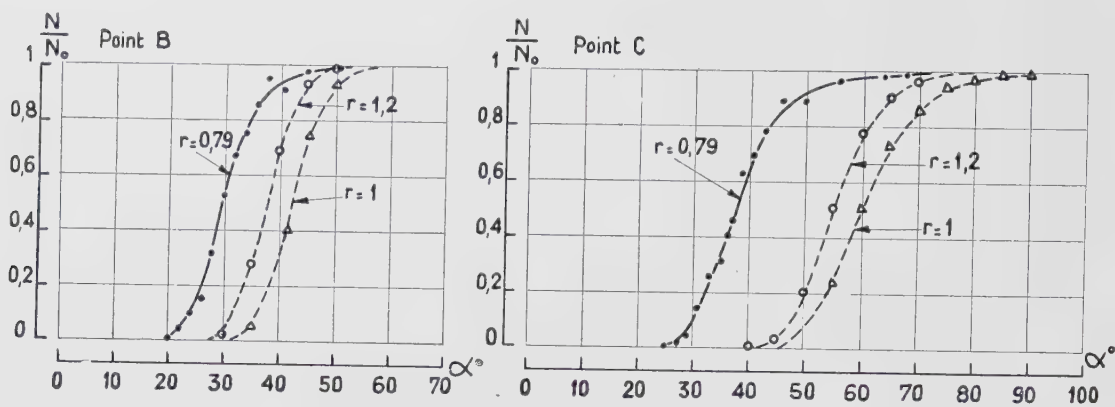


FIG. 47.

Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn

— avec déflecteur - - - sans déflecteur

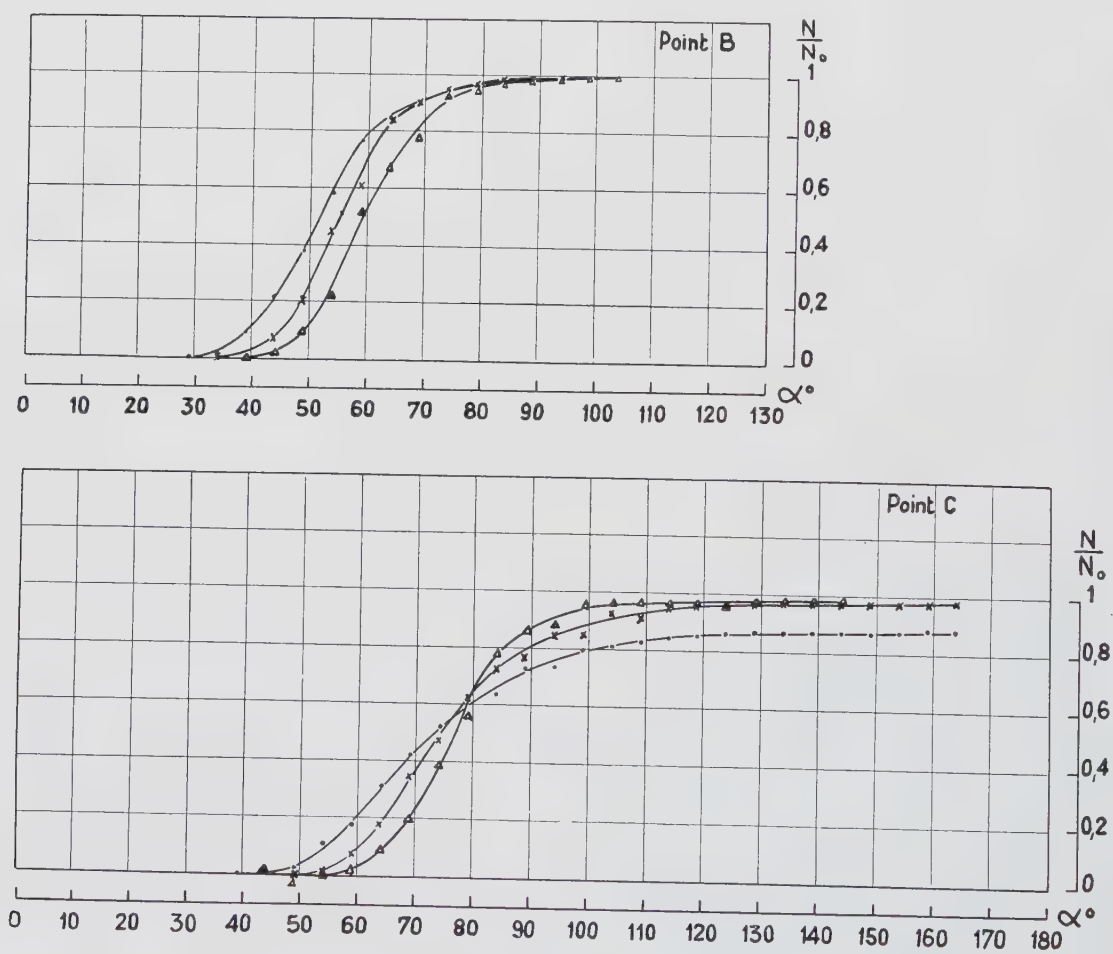


FIG. 48. — Influence de l'avance à l'allumage.

Conditions expérimentales (voir fig. 44) Carburant : isooctane Richesse : 0,89.

● avance 44° × avance 64° Δ avance 74°

légèrement supérieure. La figure 48 montre que l'effet de l'avance à l'allumage est complexe. Lorsque l'on augmente l'avance, la vitesse de propagation diminue dans la première phase de la combustion et ceci sur la totalité de la courbe de fréquence. Ainsi, la durée moyenne de propagation mesurée au point B augmente de 7°, soit 13 % lorsque l'instant d'allumage passe de 44 à 74° avant le P. M. H. Cet écart se réduit à 5 % lorsqu'on passe de 44° à l'avance optimum de 64°. La dispersion cyclique au point B ne diminue que légèrement avec l'augmentation d'avance. Mesurées au point C, situé vers la fin du parcours de la flamme, les durées des combustions les plus rapides sont accrues ; celles des plus lentes sont réduites, lorsque l'avance augmente. On constate aussi que le nombre de signaux enregistrés en C croît avec l'avance à l'allumage. En définitive, une augmentation de l'avance entraîne, en ce point, une légère diminution de la vitesse moyenne de propagation, mais réduit notablement la dispersion cyclique qui reste néanmoins très supérieure à celle observée en mélange riche.

Ces expériences sur l'influence de l'avance à l'allumage ont été complétées par des relevés effectués avec la soupape à déflecteur à 1 500 tr/mn et 3 100 tr/mn. Le tableau suivant donne les résultats obtenus par la méthode d'ionisation : durée moyenne, écart type, coefficient de variation.

TABLEAU XIII.

AVANCE ° AVANT P. M. H.	POINT B			POINT D			PUISSANCE (ch)
	Durée moyenne (°)	σ (°)	σ_r	Durée moyenne (°)	σ (°)	σ_r	
Vitesse de rotation : 1 500 tr/mn.							
6	22	2,5	0,11	38	3,9	0,10	4,6
16	19	2,2	0,12	30	3,1	0,10	5,2
26	18	1,8	0,10	26	2,2	0,08	5,1
36	18	1,8	0,10	26	2	0,08	4,7
46	18	1,8	0,10	27	1,7	0,06	4,0
Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn.							
14	25	3,1	0,12	46	4,7	0,10	6,6
24	21	2,5	0,12	39	3,5	0,09	7,7
34	21	2,4	0,11	37	3,3	0,09	7,7
44	22	2,2	0,10	33	2,4	0,07	7,0
54	24	2,3	0,10	33	2,5	0,08	5,7

Les avances à l'allumage correspondant aux puissances maxima se situent aux environs de 20° à la vitesse de 1 500 tr/mn et de 30° à la vitesse de 3 100 tr/mn. Les vitesses moyennes de propagation passent par un minimum peu accentué, situé au voisinage de l'avance optimum. La dispersion tend à décroître lorsqu'on augmente l'avance à l'allumage, mais varie relativement peu dans une large zone.

On constate que la variation des durées de combustion et de la dispersion est beaucoup plus rapide pour les avances inférieures à la valeur optimum que pour les avances supérieures.

D'autres résultats concernant l'influence de ce facteur ont été obtenus au cours de la comparaison de divers carburants (II, 1 b) ; ils ont confirmé que la variation des durées de propagation est très faible au voisinage de l'avance optimum.

Ces résultats sont difficiles à interpréter avec certitude. Il ressort de l'analyse, que nous avons faite dans la première partie (chapitre I), que le déplacement de l'instant d'allumage entraîne *a priori* une modification de tous les facteurs qui agissent sur la propagation : pression, température, volume du réacteur, aire de la flamme, mouvement de gaz au moment de l'allumage et pendant la combustion. Les calculs que nous avons effectués avec les hypothèses du chapitre I et en conservant une même valeur moyenne de U_{01} montrent que les durées de combustion et de propagation ne sont pratiquement pas modifiées par une variation d'avance importante (fig. 22). Mais l'allure du phénomène peut être altérée par un certain nombre de facteurs dont il n'a pas été tenu compte dans le calcul, tels que : variation de la forme du front de flamme avec la position du piston (le front de flamme était supposé sphérique dans tous les cas), variation du mouvement des gaz avec la position du piston, variation de la vitesse de déflagration avec la pression et la température.

On peut donner une explication plausible des résultats obtenus en considérant simplement la variation de la vitesse de déflagration avec la température du mélange. La phase initiale de la combustion se produit à une température d'autant plus basse et, par conséquent, avec une vitesse de déflagration d'autant plus faible que l'allumage a lieu plus tôt dans le cycle ⁽¹⁾. Au contraire, la dernière partie de la combustion s'effectue à des pressions et à des températures croissant avec l'avance, la variation étant d'autant plus marquée que les tranches considérées brûlent à des instants de la phase de détente plus éloignés du point mort haut. La combinaison de ces deux effets peut donner lieu à des courbes de durée de combustion présentant un minimum en fonction de l'avance à l'allumage. Ce minimum peut ne pas être observé dans toutes les conditions expérimentales, le moteur ne tolérant pas toujours des variations de réglage suffisantes ; il apparaît cependant assez nettement sur certains résultats du tableau XIII.

On peut aussi interpréter de cette façon les principales particularités de la figure 48 : accroissement de la durée de propagation mesurée au point B, accroissement de cette durée mesurée au point C pour les combustions les plus rapides, diminution pour les combustions les plus lentes. Cependant d'autres facteurs peuvent intervenir, comme par exemple l'accroissement avec la pression de la turbulence induite par la combustion. L'étude de cette question mériterait des essais plus systématiques par des relevés de pression et d'ionisation simultanés.

b. Relevés de pression.

Ces expériences ont été effectuées en mélange riche sur le moteur I. F. P. à 3 100 tr/mn et 1 500 tr/mn avec la soupape à déflecteur. Grâce à son freinage synchrone, le moteur C. F. R. a pu être utilisé en mélange pauvre, avec et sans déflecteur, dans de bonnes conditions de stabilité.

Les résultats du dépouillement sont portés sur les figures 49, 50, 51 et 52. Les tableaux XIV et XV donnent les rapports des durées moyennes de combustion ou de propagation obtenus par les deux méthodes.

Le rapport des durées de combustion varie relativement peu en fonction de x' sur une partie importante de la propagation. En comparant la valeur moyenne au rapport des durées de propagation mesurées par la méthode d'ionisation, on constate une bonne concordance entre les deux techniques de mesure. L'écart maximum, de l'ordre de 10 %, est du domaine des erreurs de mesure, si l'on tient compte du fait qu'une telle comparaison fait intervenir quatre mesures indépendantes. Ce résultat s'est trouvé confirmé par l'ensemble des essais et notamment par ceux du paragraphe II, 1 a.

Les expériences effectuées sur moteur C. F. R. montrent que les rapports des durées de combustion correspondant aux richesses 1 et 0,8 restent très voisins, que la soupape soit ou non munie d'un

⁽¹⁾ Lorsque l'avance passe de 44 à 64°, la température à l'instant d'allumage est réduite d'environ 60° K, soit environ 12 %. D'après les données de HEIMEL et WEAST (5), il en résulterait une diminution de U_{01} de l'ordre de 25 %. En tenant compte de l'effet contraire de la pression, la variation de U_{01} ne serait plus que de l'ordre de 6 %, mais suffirait à expliquer l'effet de l'avance dans la première partie de la combustion.

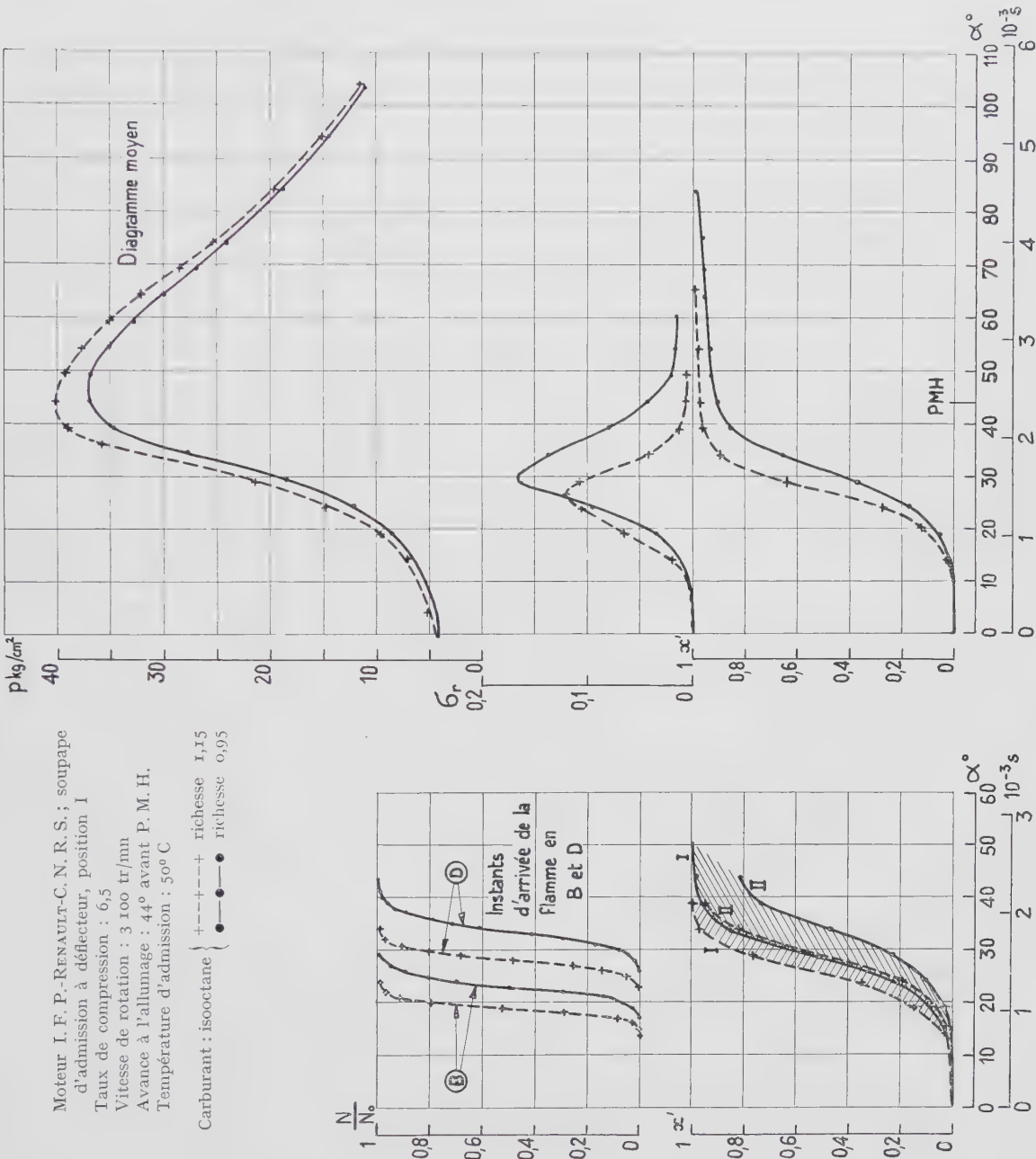


FIG. 49. — Influence de la nature du mélange carburé.

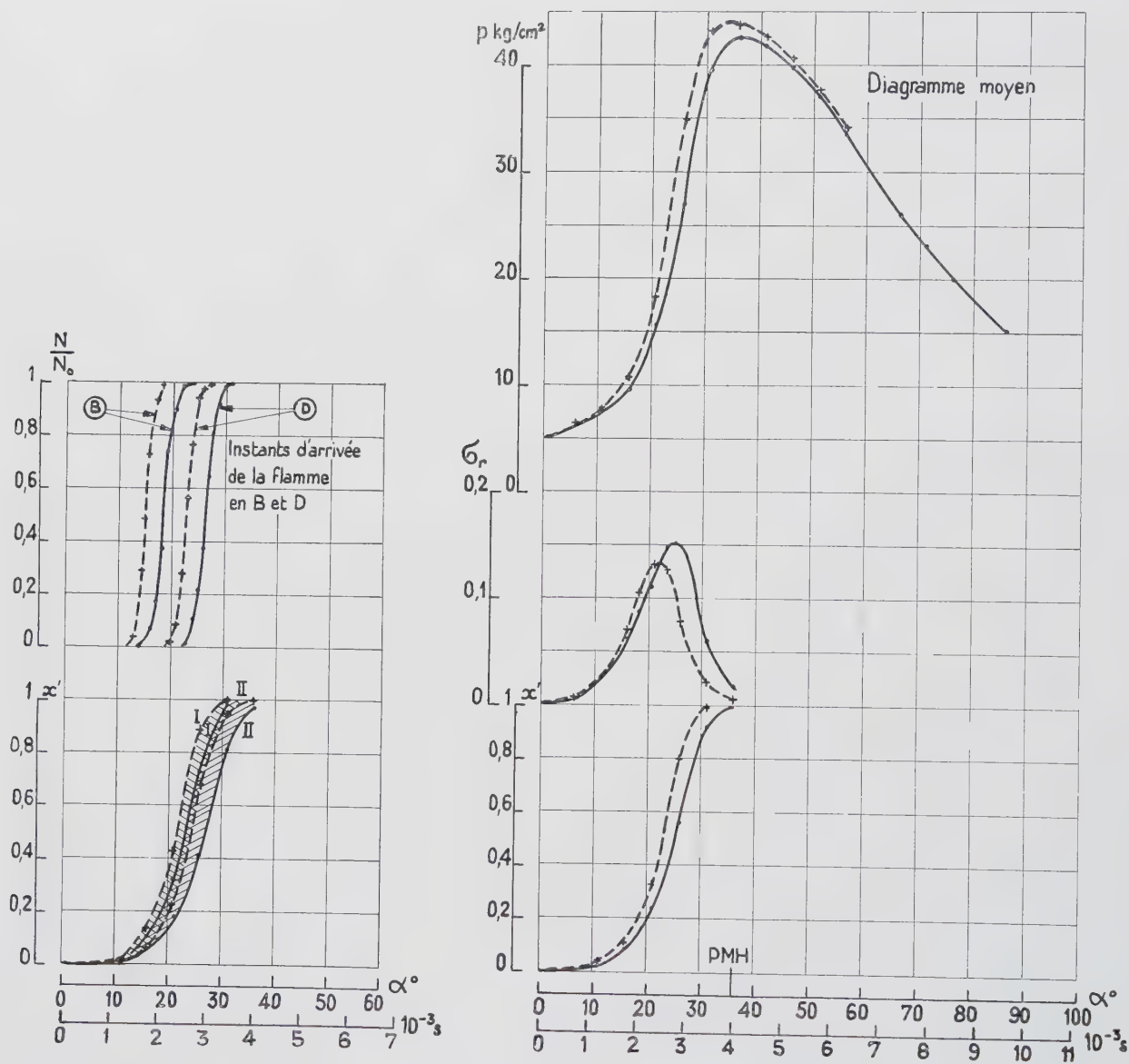


FIG. 50. — Influence de la nature du mélange carburé.

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.; soupape
d'admission à déflecteur, position I
Taux de compression : 6,5
Vitesse de rotation : 1 500 tr/mn

Avance à l'allumage : 36° avant P. M. H.
Température d'admission : 50° C

Carburant : isoocane { +---+---+ richesse 1,12
●---●---● richesse 0,97

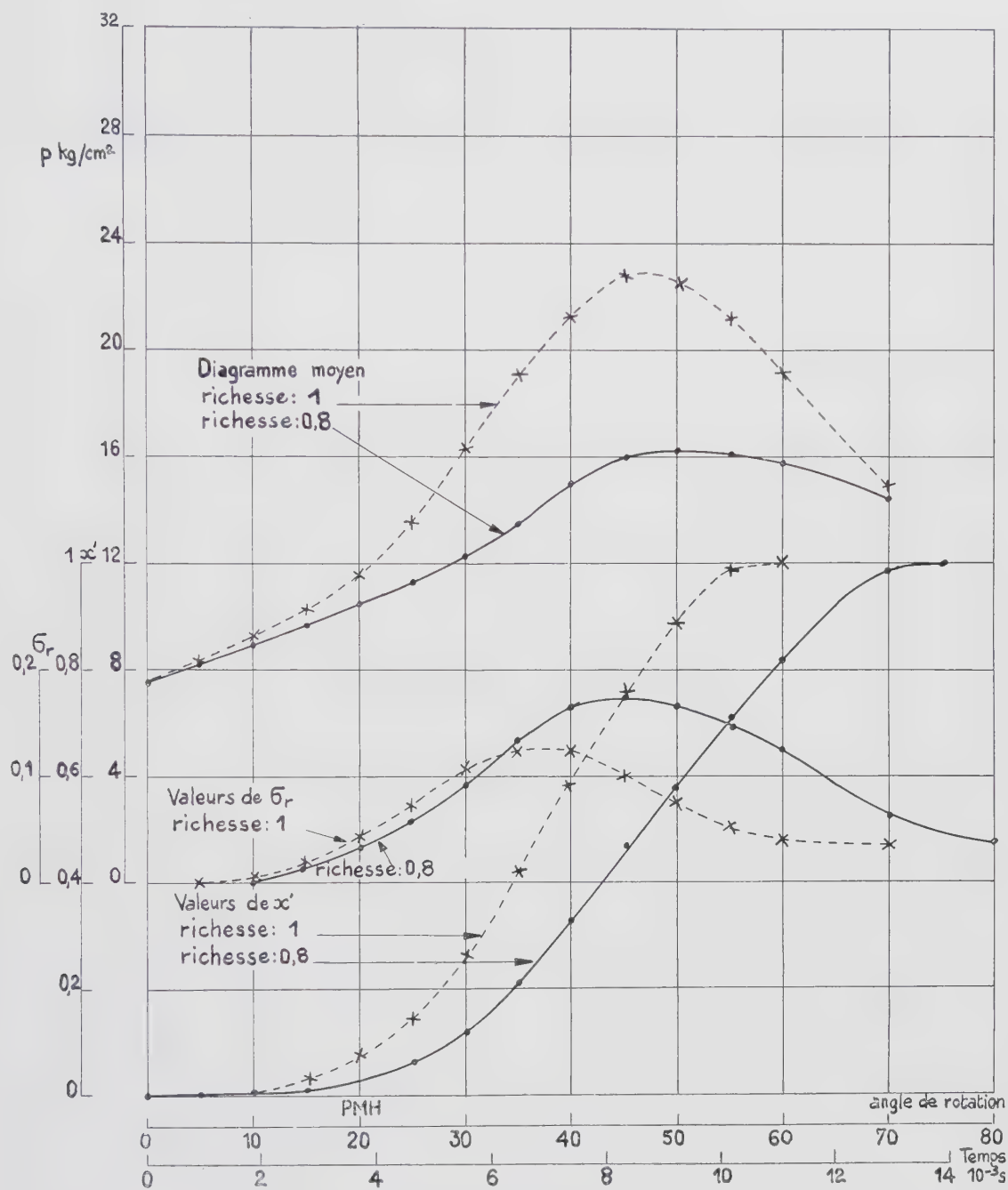


FIG. 51. — Influence de la nature du mélange carburé.

Moteur : C. F. R. ; soupape d'admission sans déflecteur
Taux de compression : 6,5
Vitesse de rotation : 900 tr/mn

Avance à l'allumage : 20° avant P. M. H.
Température d'admission : 149° C
Carburant : isooctane

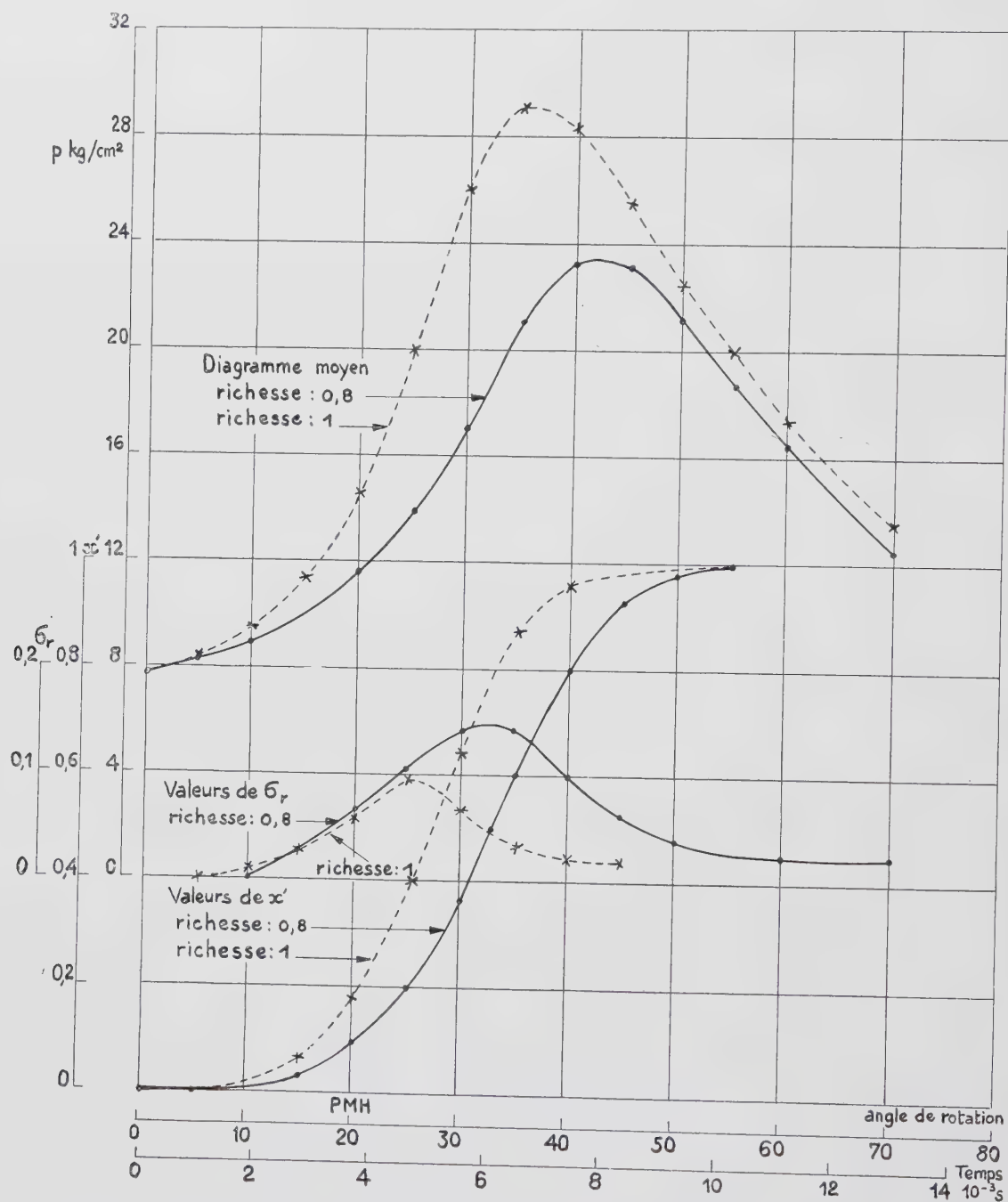


FIG. 52. — Influence de la nature du mélange carburé.

Moteur : C. F. R. ; soupape d'admission avec déflecteur
 Taux de compression : 6,5
 Vitesse de rotation : 900 tr/mn

Avance à l'allumage : 20° avant P. M. H.
 Température d'admission : 149° C
 Carburant : iso-octane

TABLEAU XIV.
MOTEUR I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.

	PRESSION										IONISATION		
	x'	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	B	D	C
		<i>Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn, $r = 0,95$, $r = 1,15$.</i>											
$\frac{t(r = 0,95)}{t(r = 1,15)}$		1,12	1,11	1,13	1,14	1,15	1,16	1,18	1,18	1,25	1,27	1,19	1,18
		<i>Vitesse de rotation : 1 500 tr/mn, $r = 0,97$, $r = 1,12$.</i>											
$\frac{t(r = 0,97)}{t(r = 1,12)}$		1,05	1,07	1,08	1,09	1,09	1,11	1,12	1,12	1,10	1,20	1,15	1,15

TABLEAU XV.
MOTEUR C. F. R.

	PRESSION									IONISATION
	x'	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	
	<i>Souape d'admission sans déflecteur, richesses 1 et 0,82.</i>									
$\frac{t(r = 0,82)}{t(r = 1)}$	1,27	1,24	1,24	1,24	1,26	1,26	1,26	1,26	1,27	
	<i>{Souape d'admission avec déflecteur, richesses 1 et 0,80.</i>									
$\frac{t(r = 0,8)}{t(r = 1)}$	1,20	1,23	1,24	1,20	1,20	1,20	1,21	1,22	1,21	1,28

défecteur, bien que les valeurs absolues de ces durées diffèrent notablement. Le résultat analogue à celui déjà obtenu sur moteur I. F. P. par la méthode d'ionisation sera généralisé au paragraphe suivant.

On retrouve qualitativement une bonne concordance entre les relevés de pression et d'ionisation si l'on considère la variation de la dispersion avec la richesse. Tous les critères utilisés confirment l'accroissement important de la dispersion cyclique avec l'appauvrissement du mélange.

On remarque que les courbes σ_r (coefficient de variation de la pression) sont décalées dans le temps dans le sens correspondant à la variation des durées moyennes de combustion ; la simple considération de la dispersion cyclique donne ainsi une estimation correcte de l'influence de la nature du mélange sur la vitesse moyenne de combustion ou de propagation.

Les tableaux XVI et XVII donnent les paramètres de la dispersion rapportés à la valeur moyenne : écart interdécile relatif δ_r dans le cas des relevés de pression, coefficient de variation σ_r dans le cas des relevés effectués par la méthode d'ionisation.

TABLEAU XVI.
MOTEUR I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.

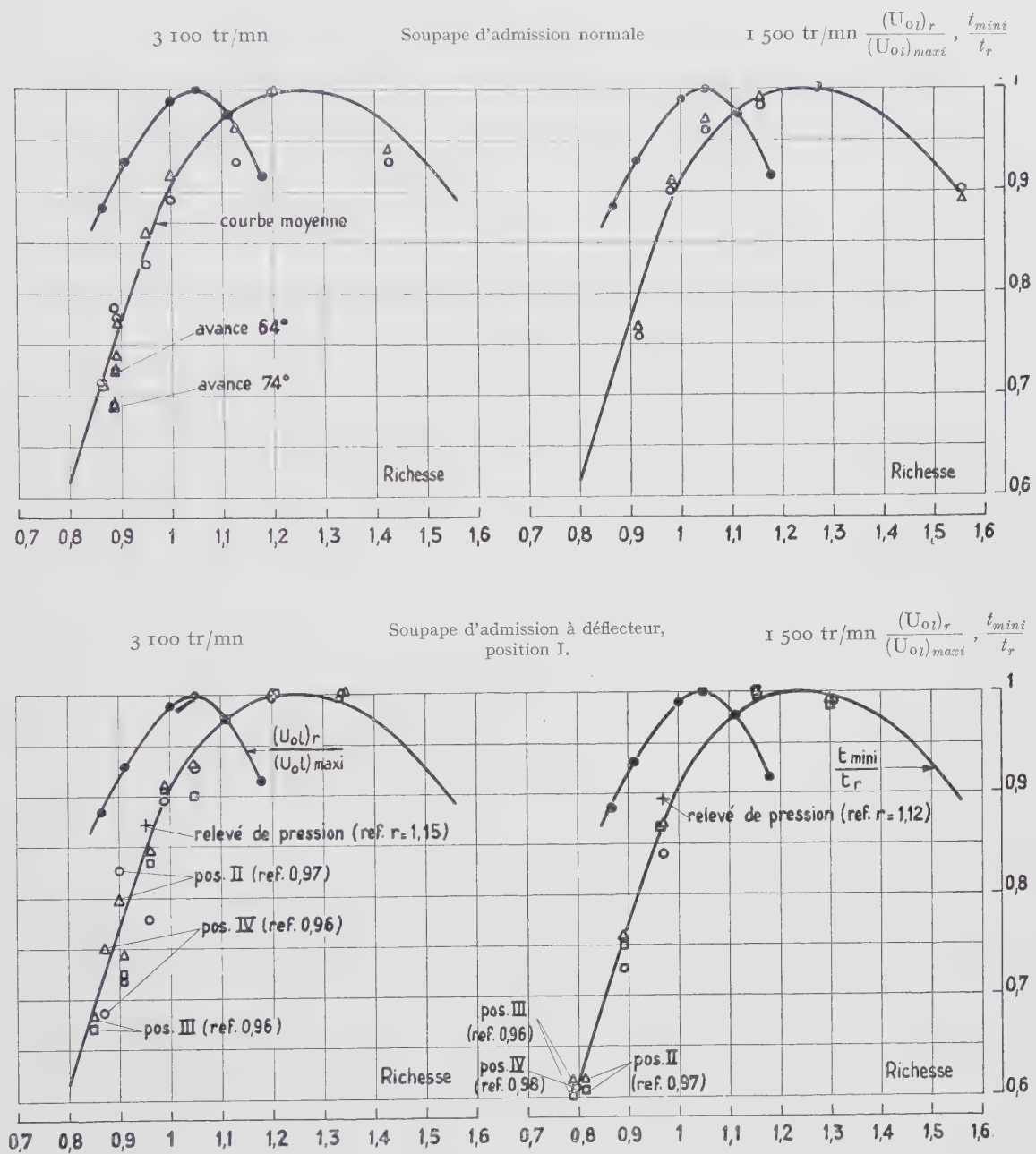
RICHESSE	VALEURS DE δ_r (PRESSION)									VALEURS DE σ_r (IONISATION)		
	χ'	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	B	C	D
<i>Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn.</i>												
0,95 1,15		0,19 0,18	0,19 0,15	0,19 0,11	0,19 0,11	0,19 0,12	0,18 0,13	0,20 0,15	0,23	0,12 0,08	0,11 0,07	0,08 0,06
<i>Vitesse de rotation : 1 500 tr/mn.</i>												
0,97 1,12		0,21 0,21	0,18 0,19	0,15 0,17	0,15 0,11	0,14 0,11	0,14 0,11	0,14 0,11	0,14 0,11	0,09 0,08	0,06 0,06	0,06 0,05

TABLEAU XVII.
MOTEUR C. F. R.

RICHESSE	VALEURS DE δ_r (PRESSION)							VALEURS DE σ_r (IONISA- TION)
	χ'	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	
<i>Soupape d'admission sans déflecteur.</i>								
0,82 I		0,36 0,2	0,37 0,19	0,4 0,19	0,4 0,19	0,38 0,2		
<i>Soupape d'admission avec déflecteur.</i>								
0,8 I		0,27 0,09	0,25 0,11	0,25 0,12	0,23 0,12	0,21 0,11	0,2 0,1	0,07 0,05

Ces résultats confirment que l'accroissement de la dispersion avec l'appauvrissement du mélange porte également sur les valeurs relatives. D'une façon générale, la variation avec la richesse de δ_r calculé à partir des relevés de pression est de même sens, mais supérieure à celle de σ_r mesuré par la méthode d'ionisation.

Pour faire la synthèse des résultats concernant l'effet de la richesse, nous avons reporté sur un même graphique en fonction de la richesse, les durées moyennes de propagation rapportées à la durée minimum $t_{\min}/t_r$, c'est-à-dire des grandeurs proportionnelles aux vitesses moyennes de propagation, et ceci pour les cinq conditions de fonctionnement étudiées par la méthode d'ionisation et pour les différents points de la chambre de combustion. Les points expérimentaux se situent de part et d'autre d'une courbe moyenne qui a été reproduite sur les figures 53 et 54 où nous avons séparé, pour plus de clarté, les différentes conditions expérimentales. Nous y avons également fait figurer


 FIG. 53. — Valeurs de $\frac{t_{mini}}{t_r}$.

○ point B Δ point C □ point D
 Carburant : isoctane Résultats obtenus sur le moteur I. F. P.-RENAULT-C.N. R. S.

les points isolés déduits des relevés de pression, ainsi que les résultats obtenus avec différentes positions du déflecteur. Dans ces deux derniers cas, la valeur correspondant à la richesse la plus élevée a été prise comme référence ; elle est indiquée sur les figures.

On voit qu'en valeur relative les vitesses de propagation suivent en fonction de la richesse une loi très voisine pour les deux moteurs I. F. P. et C. F. R., les différentes vitesses de rotation, les deux types de soupape d'admission avec et sans déflecteur et aussi quel que soit le point de mesure dans la chambre de combustion. Tous les points, à l'exception de deux résultats obtenus en mélange très pauvre sur moteur C. F. R. (fig. 54), tombent dans le domaine $r = \pm 0,03$, $\frac{t_{\text{mini}}}{t_r} = \pm 0,04$ qui est de l'ordre du domaine d'erreur probable. Il semble donc que les mouvements de gaz et la configuration de la chambre de combustion agissent sensiblement de la même façon à toutes les richesses considérées. Dans tous les cas, la diminution de la vitesse de propagation en mélange pauvre est très importante, la vitesse obtenue à la richesse 0,85 est réduite à 70 % de la valeur maximum située à la richesse 1,27. La variation est plus faible en mélange riche.

Les résultats représentés par notre courbe moyenne $\frac{t_{\text{mini}}}{t_r} = f(r)$ sont en bon accord avec ceux de WARREN et HINKAMP (44) obtenus sur moteur C. F. R. à 1 200 tr/mn au taux de compression 9,5 et ceux de BROEZE et STILLEBROER (46), obtenus également sur moteur C. F. R. à 1 720 tr/mn au taux de compression 6,5 (fig. 55). Ces derniers auteurs donnent séparément le « délai » et la durée

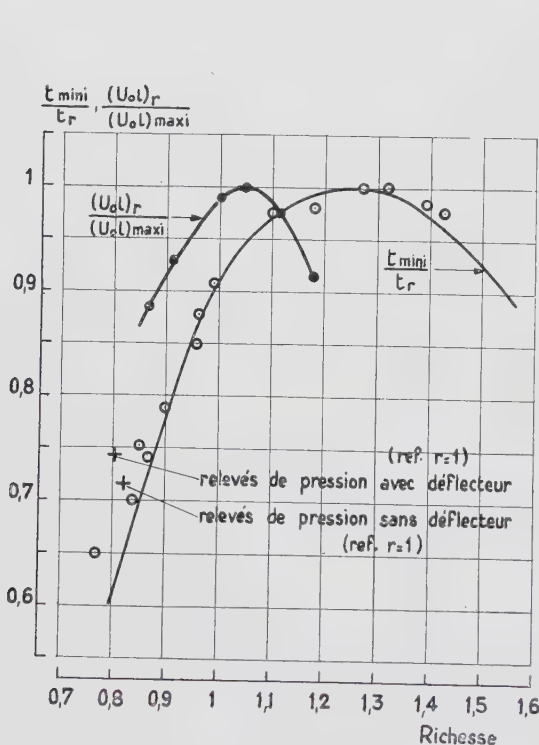


FIG. 54. — Valeurs de $\frac{t_{\text{mini}}}{t_r}$.
Carburant : isoctane
Résultats obtenus sur le moteur C. F. R.
(soupape d'admission à déflecteur)

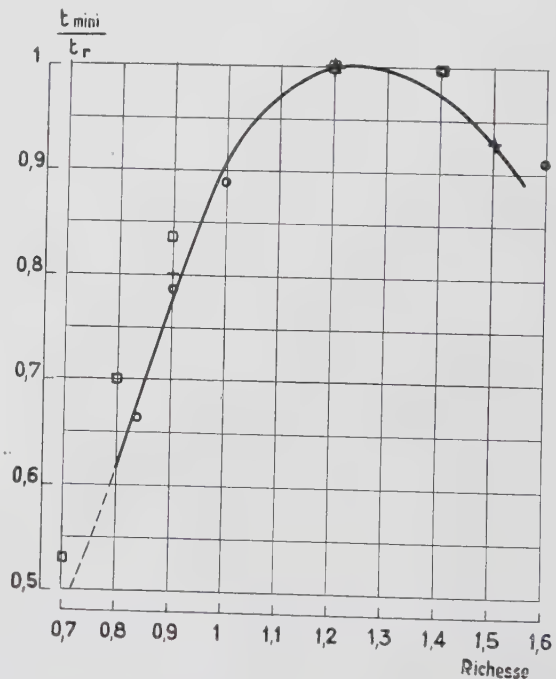


FIG. 55. — Valeurs de $\frac{t_{\text{mini}}}{t_r}$.
Résultats de BROEZE et STILLEBROER (46)
Moteur C. F. R. : 1 720 tr/mn. $\tau = 6,5$
Soupape sans déflecteur ○
Soupape avec déflecteur ×
Résultats de WARREN et HINKAMP (44)
Moteur C. F. R. : 1 200 tr/mn. $\tau = 9,5$ +

de la phase principale déterminés directement à partir du diagramme de pression. Nous en avons déduit les durées de combustion totales reportées en valeur relative sur la figure 55. Prises individuellement, les composantes délai et phase principale suivent en fonction de la richesse des lois notablement différentes ; mais nous avons déjà souligné le caractère arbitraire d'une telle délimitation. On constate sur la figure une légère tendance à l'étalement de la courbe de variation dans le cas des relevés de pression effectués avec déflecteur, tendance que l'on retrouve dans nos expériences (fig. 54).

Les figures 53 et 54 donnent également les valeurs de $U_{ol}(r)/U_{ol}(maxi)$, c'est-à-dire les vitesses de déflagration laminaires correspondant aux différentes richesses rapportées à la valeur maximum. Nous avons utilisé les données de GARNER, LONG et ASHFORTH (9) relatives à la pression de 740 mm de mercure et obtenues par la méthode du brûleur. La variation avec la richesse des vitesses de propagation mesurées dans le moteur diffère notablement de celle des vitesses de déflagration laminaires. Le maximum des vitesses de déflagration se situe aux environs de 1,05 au lieu de 1,27 pour les vitesses de propagation. La diminution de U_{ol} en mélange riche est beaucoup plus accentuée ; par contre, en mélange pauvre, les lois de variation sont assez voisines.

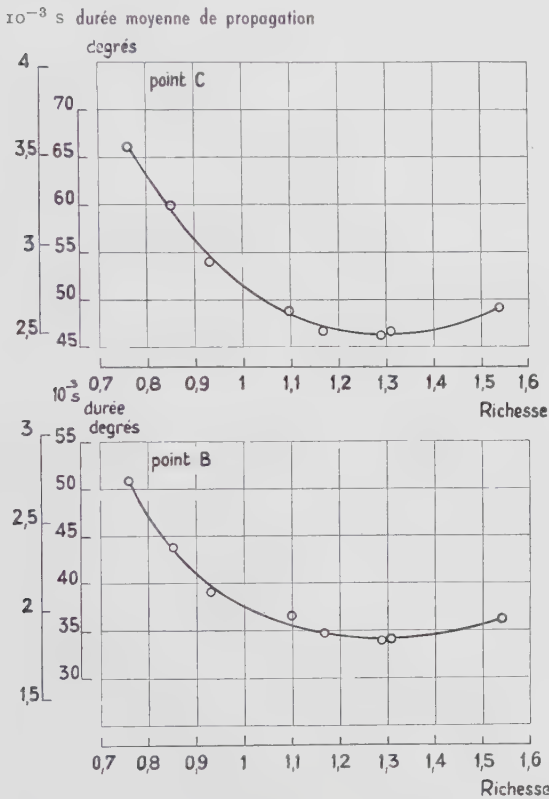


FIG. 56. — Influence de la nature du mélange carburé.

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.
Taux de compression : 6,5
Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn
Avance à l'allumage : 44° avant P. M. H.
Température d'admission : 50° C
Carburant : benzène
Richesse variable
Relevés effectués par la méthode d'ionisation

2. Benzène.

Les expériences ont été effectuées par la méthode d'ionisation dans les conditions suivantes :

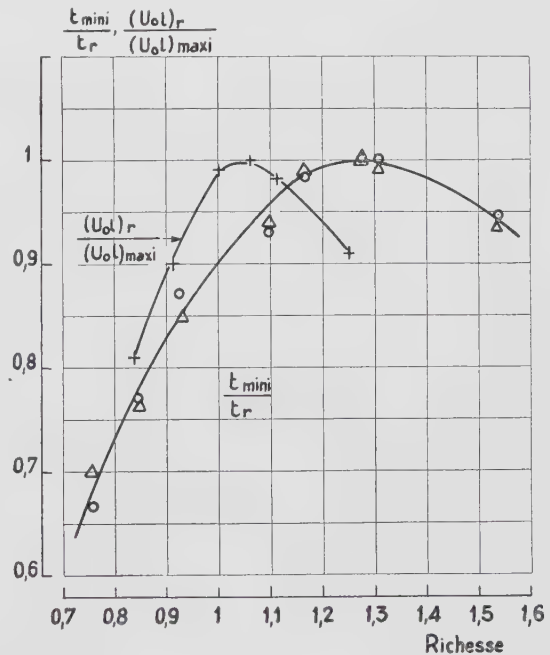


FIG. 57. — Valeurs de $\frac{t_{mini}}{t_r}$.

Carburant : benzène
Conditions de fonctionnement (voir fig. 56)

○ point B △ point C

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. Vitesse de rotation 3 100 tr/mn. Avance 44°. Soupape sans déflecteur.

Pour les raisons déjà indiquées, seule la médiane a été mesurée.

Les résultats sont représentés en valeur absolue sur la figure 56, en valeur relative sur la figure 57. On obtient avec le benzène des durées de propagation plus faibles qu'avec l'isooctane, ce qui sera précisé dans le paragraphe suivant. La diminution relative de la vitesse moyenne avec l'appauvrissement du mélange est légèrement plus faible avec le benzène. On remarque également, comme dans le cas des mélanges air-isooctane, un écart sensible entre les variations des vitesses de déflagration laminaires mesurées au brûleur (9) et celles des vitesses de propagation mesurées sur moteur.

II. INFLUENCE DE LA NATURE DU CARBURANT

1. Comparaison des carburants isooctane et benzène.

Ces deux carburants sont particulièrement intéressants en raison de la différence relativement élevée de leur vitesse de déflagration laminaire.

Les résultats qui suivent ont été obtenus sur le moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. avec la soupape normale à 3 100 tr/mn, 1 500 tr/mn et 1 000 tr/mn, par les deux méthodes : pression et ionisation. Certains relevés ont été effectués à 3 100 tr/mn avec une buse de 21 au lieu de la buse normale de 25, afin d'améliorer la pulvérisation et d'obtenir ainsi une information supplémentaire sur le phénomène de dispersion.

Dans chaque condition de turbulence étudiée, les deux carburants ont été comparés à richesse égale ; nous avons limité les expériences aux mélanges stœchiométrique et riche afin de nous assurer une bonne stabilité du moteur.

L'avance à l'allumage a été maintenue constante dans la première série d'essais ; l'influence de ce paramètre a été ensuite étudiée dans quelques cas particuliers.

a. Résultats obtenus à avance constante.

Les figures 58, 59, 60, 61 montrent très nettement que les durées de combustion et de propagation obtenues avec l'isooctane sont dans tous les cas supérieures à celles obtenues avec le benzène ; on constate, comme au paragraphe précédent, un décalage correspondant du coefficient de variation de la pression (σ_p).

Ainsi, quelles que soient les conditions de fonctionnement considérées, ces deux carburants se classent dans l'ordre de leur vitesse de déflagration laminaire ; nous avons vu précédemment qu'il en était de même à toute richesse. Le tableau XVIII permet de comparer quantitativement les durées de combustion.

Comme nous l'avons déjà constaté en étudiant l'influence de la richesse, les durées de combustion restent dans un rapport sensiblement constant sur une grande partie de la combustion.

On retrouve également une bonne concordance entre les relevés effectués par les deux techniques de mesure. L'écart maximum est ici de 7 % et se situe dans le domaine des erreurs de mesure (cf. § I. 1 b).

La moyenne des valeurs portées dans le tableau est 1,22. La presque totalité des résultats s'écarte de moins de 5 % ; ce sont les relevés effectués par la méthode d'ionisation à 1 500 tr/mn qui donnent l'écart maximum, 9 %, qui se situe encore à la limite des erreurs de mesure si l'on tient compte du fait que le rapport des durées de combustion est calculé à partir de deux relevés indépendants. On peut en conclure que, pratiquement, le comportement relatif des deux carburants est indépendant des conditions de turbulence considérées.

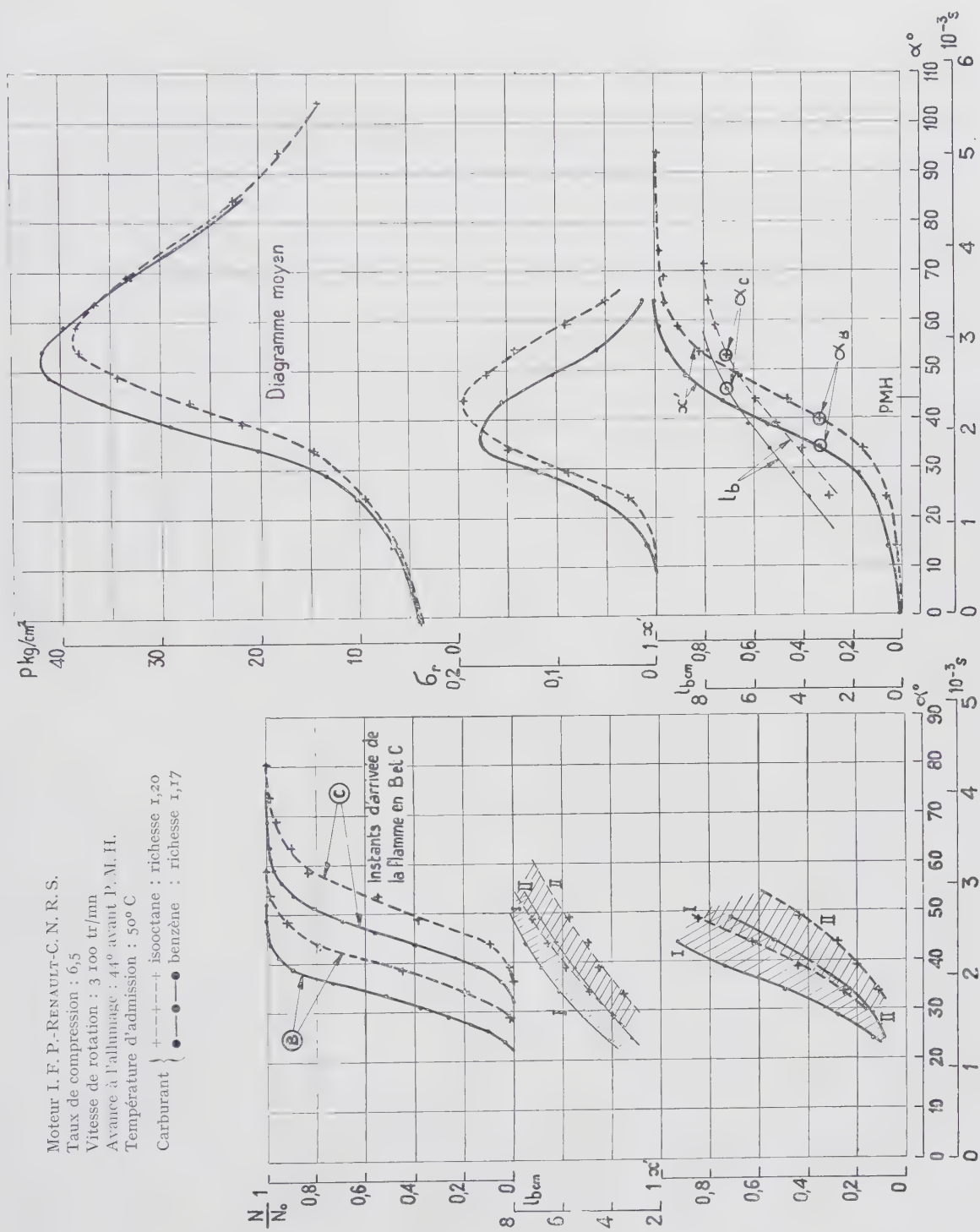


FIG. 58. — Influence de la nature du mélange carburé.

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.
 Taux de compression : 6,5
 Vitesse de rotation : 1 500 tr/min
 Avance à l'allumage : 36° avant P. M. H.
 Température d'admission : 50° C
 Carburant { ●—●—● isooctane : richesse I
 +—+—+ benzène : richesse I

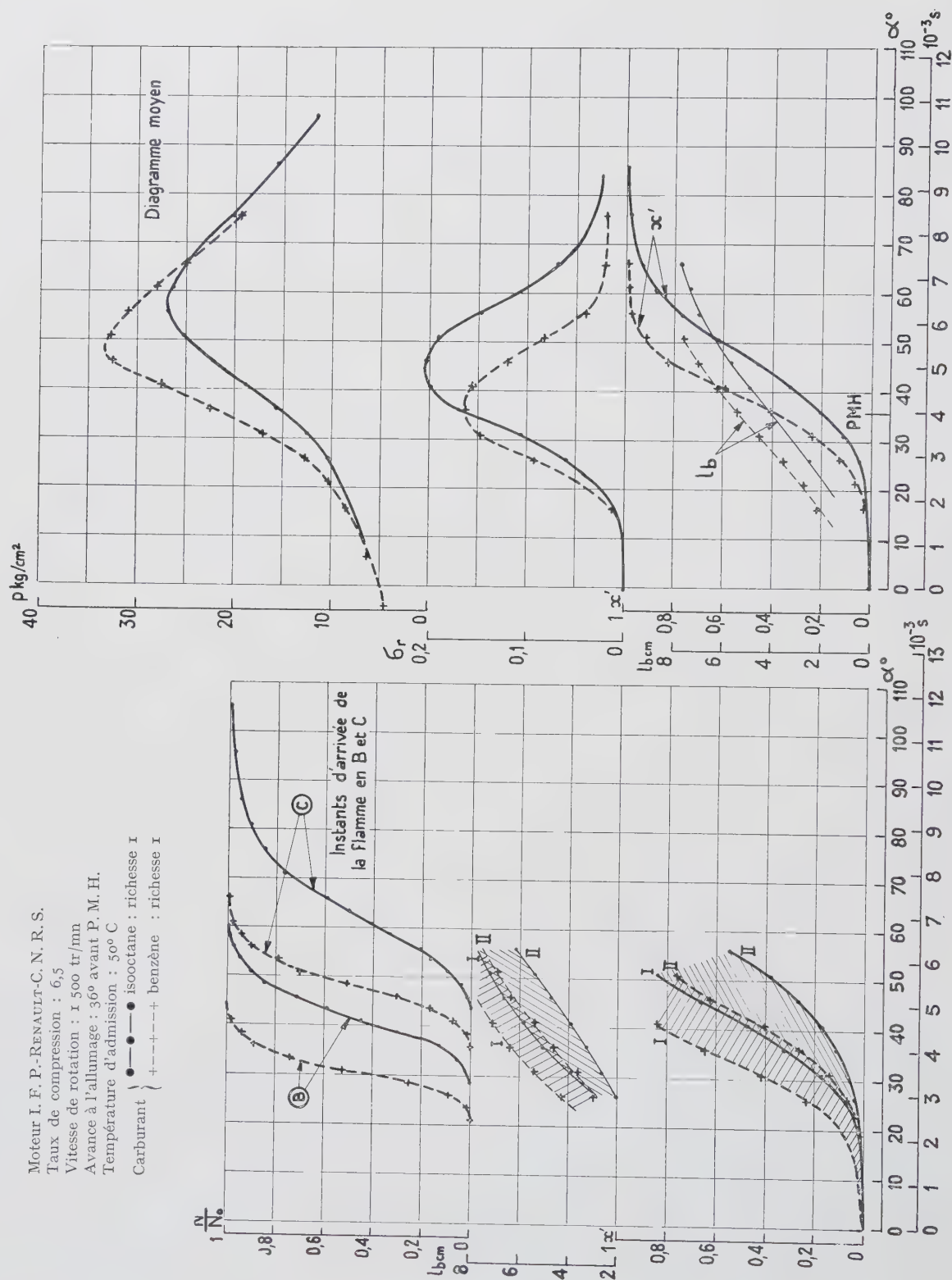


FIG. 61. — Influence de la nature du mélange carburé.

TABLEAU XVIII.

	PRESSION										IONISATION	
	α'	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	B	C
3 100 tr/mn, avance 44°, benzène ($r = 1,17$), isooctane ($r = 1,2$) (essai A).												
$\frac{t \text{ (isooctane)}}{t \text{ (benzène)}}$		1,21	1,19	1,16	1,18	1,18	1,16	1,15	1,15	1,16	1,20	1,14
1 000 tr/mn, avance 36°, benzène ($r = 1,15$), isooctane ($r = 1,15$) (essai B).												
$\frac{t \text{ (isooctane)}}{t \text{ (benzène)}}$		1,17	1,18	1,16	1,16	1,16	1,18	1,16	1,16	1,17	1,25	1,22
3 100 tr/mn (buse 21), avance 44°, benzène ($r = 1$), isooctane ($r = 1$) (essai C).												
$\frac{t \text{ (isooctane)}}{t \text{ (benzène)}}$		1,20	1,20	1,22	1,23	1,22	1,22	1,22	1,23	1,26		
1 500 tr/mn, avance 36°, benzène ($r = 1$), isooctane ($r = 1$) (essai D).												
$\frac{t \text{ (isooctane)}}{t \text{ (benzène)}}$		1,29	1,22	1,22	1,23	1,23	1,25	1,25	1,25	1,28	1,33	1,30

Il est intéressant de comparer à la valeur moyenne précédente le rapport des vitesses de déflagration laminaires U_{0L} . D'après GARNER, LONG et ASHFORTH (9), ces vitesses de déflagration sont de 45 cm/s et 56,5 cm/s pour l'isooctane et le benzène respectivement, à une pression voisine de la pression atmosphérique et en mélange stœchiométrique, ce qui donne :

$\frac{U_{0L} \text{ (benzène)}}{U_{0L} \text{ (isooctane)}} = 1,25$. Ce rapport varie peu avec la richesse dans le domaine que nous avons considéré.

En utilisant les données de GIBBONS, BARNETT et GERSTEIN (47), on obtient la valeur 1,17 à la richesse 1,05 (vitesse de déflagration maximum). Ainsi les durées de combustion et de propagation mesurées dans le moteur sont très sensiblement dans le rapport des vitesses de déflagration laminaires mesurées au laboratoire.

D'autres expérimentateurs ont obtenu un résultat semblable dans des conditions différentes. SOKOLIK, VOINOFF et SVIRIDOFF (27) ont mesuré par photographie de la trace de la flamme les temps nécessaires à la combustion de 15 % du volume de la charge ; ils ont trouvé, dans le cas de l'isooctane et du benzène, que le rapport des durées de combustion ainsi déterminées était de l'ordre de 1,17 au voisinage du mélange stœchiométrique. Signalons aussi le résultat de FLOCK, MARVIN, CALDWELL et ROEDER (11) qui ont travaillé en bombe sphérique avec des mélanges un peu différents.



Le rapport des durées correspondant à ces pressions données est également, dans ce cas, de l'ordre de 1,17.

Comme la combustion dans le moteur s'effectue à volume variable, le résultat qui vient d'être exposé ne permet pas de conclure que les vitesses de déflagration turbulentes sont dans le rapport des vitesses laminaires ; nous avons donc cherché à déterminer les valeurs de U_{0L} pour les différentes conditions de fonctionnement. Pour réduire au maximum les erreurs d'interprétation, nous n'avons

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.
 Taux de compression : 6,5
 Vitesse de rotation : 1 500 tr/mn
 Avance à l'allumage : 36° avant P. M. H.
 Température d'admission : 50° C
 Carburant { ●—●—● isooctane : richesse 1
 +—+—+ benzène : richesse 1

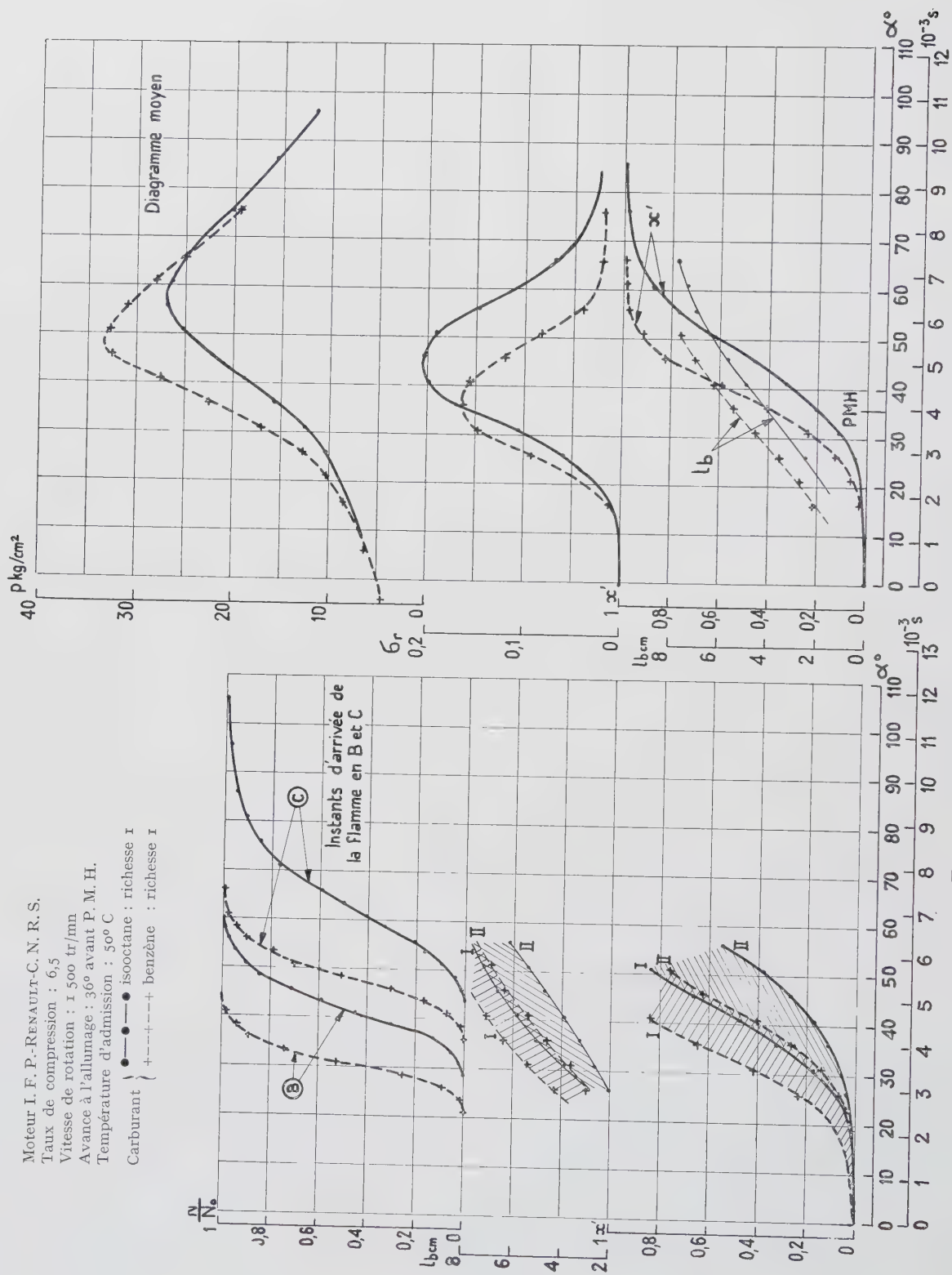


FIG. 61. — Influence de la nature du mélange carburé.

TABLEAU XVIII.

	PRESSION										IONISATION	
	α'	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	B	C
3 100 tr/mn, avance 44°, benzène ($r = 1,17$), iso-octane ($r = 1,2$) (essai A).												
$\frac{t(\text{iso-octane})}{t(\text{benzène})}$		1,21	1,19	1,16	1,18	1,18	1,16	1,15	1,15	1,16	1,20	1,14
1 000 tr/mn, avance 36°, benzène ($r = 1,15$), iso-octane ($r = 1,15$) (essai B).												
$\frac{t(\text{iso-octane})}{t(\text{benzène})}$		1,17	1,18	1,16	1,16	1,16	1,18	1,16	1,16	1,17	1,25	1,22
3 100 tr/mn (buse 21), avance 44°, benzène ($r = 1$), iso-octane ($r = 1$) (essai C).												
$\frac{t(\text{iso-octane})}{t(\text{benzène})}$		1,20	1,20	1,22	1,23	1,22	1,22	1,22	1,23	1,26		
1 500 tr/mn, avance 36°, benzène ($r = 1$), iso-octane ($r = 1$) (essai D).												
$\frac{t(\text{iso-octane})}{t(\text{benzène})}$		1,29	1,22	1,22	1,23	1,23	1,25	1,25	1,25	1,28	1,33	1,30

Il est intéressant de comparer à la valeur moyenne précédente le rapport des vitesses de déflagration laminaires U_{0l} . D'après GARNER, LONG et ASHFORTH (9), ces vitesses de déflagration sont de 45 cm/s et 56,5 cm/s pour l'iso-octane et le benzène respectivement, à une pression voisine de la pression atmosphérique et en mélange stœchiométrique, ce qui donne :

$\frac{U_{0l}(\text{benzène})}{U_{0l}(\text{iso-octane})} = 1,25$. Ce rapport varie peu avec la richesse dans le domaine que nous avons considéré.

En utilisant les données de GIBBONS, BARNETT et GERSTEIN (47), on obtient la valeur 1,17 à la richesse 1,05 (vitesse de déflagration maximum). Ainsi les durées de combustion et de propagation mesurées dans le moteur sont très sensiblement dans le rapport des vitesses de déflagration laminaires mesurées au laboratoire.

D'autres expérimentateurs ont obtenu un résultat semblable dans des conditions différentes. SOKOLIK, VOINOFF et SVIRIDOFF (27) ont mesuré par photographie de la trace de la flamme les temps nécessaires à la combustion de 15 % du volume de la charge ; ils ont trouvé, dans le cas de l'iso-octane et du benzène, que le rapport des durées de combustion ainsi déterminées était de l'ordre de 1,17 au voisinage du mélange stœchiométrique. Signalons aussi le résultat de FLOCK, MARVIN, CALDWELL et ROEDER (11) qui ont travaillé en bombe sphérique avec des mélanges un peu différents.



Le rapport des durées correspondant à ces pressions données est également, dans ce cas, de l'ordre de 1,17.

Comme la combustion dans le moteur s'effectue à volume variable, le résultat qui vient d'être exposé ne permet pas de conclure que les vitesses de déflagration turbulentes sont dans le rapport des vitesses laminaires ; nous avons donc cherché à déterminer les valeurs de U_{0t} pour les différentes conditions de fonctionnement. Pour réduire au maximum les erreurs d'interprétation, nous n'avons

calculé que la vitesse de déflagration moyenne dans l'intervalle $0,1 < x' < 0,9$ où les courbes $x' (t)$ sont parfaitement définies (chapitre III, première partie). Les résultats suivants ont été obtenus :

TABLEAU XIX.

N° DE L'ESSAI	A	B	C	D
$\frac{U_{0t} \text{ (benzène)}}{U_{0t} \text{ (isooctane)}}$	1,05	1,35	1,28	1,33

Ces résultats sont assez dispersés en raison de la mauvaise précision relative du calcul ⁽¹⁾.

Néanmoins, on voit nettement que la vitesse de déflagration turbulente dépend étroitement de la vitesse laminaire. La valeur moyenne du rapport $\frac{U_{0t} \text{ (benzène)}}{U_{0t} \text{ (isooctane)}}$ est égale à 1,25. Elle est très voisine de la valeur correspondant à U_{0t} .

Ce résultat confirme celui que nous avons obtenu par un calcul théorique qui supposait une vitesse de déflagration turbulente constante au cours de la propagation. On voit sur la figure 22 que le rapport des durées de combustion est sensiblement dans le rapport des vitesses de déflagration turbulentes. *A priori*, ce résultat doit être considéré comme particulier au moteur utilisé.

Il est intéressant de rapprocher ce qui précède des résultats obtenus au laboratoire dans des conditions où l'aire moyenne de la flamme pouvait être déterminée avec plus de certitude que dans notre cas. Ainsi la relation empirique donnée par BOLLINGER et WILLIAMS (15) (première partie, chapitre I) montre que U_{0t} est proportionnel à U_{0l} . Les théories de la combustion turbulente prévoient en général une influence moindre de la vitesse de déflagration laminaire ; le cas limite est la théorie de SCHELKINE exprimée par la relation :

$$U_{0t} = U_{0l} \sqrt{1 + B \frac{u'^2}{U_{0l}^2}}$$

d'après laquelle la vitesse de déflagration turbulente ne dépendrait pas de la vitesse de déflagration laminaire, lorsque l'intensité de la turbulence u' est grande par rapport à U_{0l} . Dans les expériences de BOLLINGER et WILLIAMS, l'intensité de la turbulence était en général inférieure à U_{0l} . Nous ne connaissons pas la valeur de u' dans le moteur, mais il suffit, pour s'assurer que le cas limite $u' \gg U_{0l}$ est atteint, de considérer l'ordre de grandeur du rapport $\frac{U_{0t}}{U_{0l}}$ ⁽²⁾. La figure 25 du chapitre I montre que U_{0t} est de l'ordre de 15 à 20 m/s dans la phase médiane de la combustion, dans le cas de l'isooctane (richesse 1,2) à 3 100 tr/mn. Il est assez difficile d'évaluer U_{0l} dans les conditions où s'effectue la combustion, car l'effet combiné de la température et de la pression n'est pas connu avec certitude ; en se plaçant dans le cas extrême d'une influence nulle de la pression, on peut estimer que U_{0l} est au minimum de l'ordre de 5 à 10 fois U_{0t} et, par conséquent, les conditions requises pour que U_{0t} tende vers $\sqrt{Bu'}$ indépendamment de U_{0l} sont certainement remplies. Malgré cela, le tableau XIX fait ressortir l'influence importante de la vitesse de déflagration

⁽¹⁾ La précision dépend en particulier de l'erreur sur la pression à l'instant d'allumage, erreur qui peut être assez importante en valeur relative.

⁽²⁾ Le coefficient B est de l'ordre de l'unité.

laminaire. Par ailleurs, il n'y a pas de différence significative entre les essais effectués à faible vitesse et à vitesse élevée. Pour préciser ce dernier point, nous avons repris des expériences à 3 100 tr/mn avec le benzène à la richesse 1,05, le carburateur étant équipé de sa buse normale de 25. Le dépouillement a donné :

$$\frac{U_{ot}(\text{benzène})}{U_{ot}(\text{isooctane})} r = \frac{1,05}{1,2} = 1,3$$

qui confirme les résultats du tableau XIX.

Comme nous l'avons vu, il n'est pas possible de comparer directement nos expériences aux théories de KARLOVITZ et de SCURLOK et GROVER, les calculs nécessitant la connaissance des paramètres de la turbulence.

Il est évident que les résultats qui précèdent ne peuvent être donnés qu'à titre indicatif, en raison des hypothèses exigées par l'interprétation. Quoi qu'il en soit, si l'on se contente de considérer le résultat global caractérisé par les courbes $x'(t)$, on voit que la nature chimique du carburant influence le processus de combustion, quelles que soient les conditions de turbulence. Un résultat semblable a été obtenu lorsque la variable était la richesse du mélange.

En ce qui concerne l'irrégularité cyclique, tous les critères utilisés montrent également, dans tous les cas, l'influence notable de la nature du carburant (fig. 58 à 61), la combustion du benzène donnant

TABLEAU XX.

CARBURANT	RI- CHESSE	VALEURS DE δ_r (PRESSION)							VALEURS DE σ_r (IONISATION)		
		x'	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	B	C
			3 100 tr/mn, avance 44° (essai A).								
Isooctane	1,2		0,19	0,20	0,23	0,24	0,25			0,15	0,145
Benzène	1,17			0,2	0,21	0,21	0,23	0,225	0,24	0,15	0,11
			1 000 tr/mn, avance 36° (essai B).								
Isooctane	1,15		0,20	0,20	0,21	0,21	0,21	0,20	0,18	0,10	0,12
Benzène	1,15		0,17	0,14	0,18	0,18	0,18	0,17	0,17	0,11	0,10
			3 100 tr/mn (buse 21), avance 44° (essai C).								
Isooctane	1		0,32	0,3	0,31	0,33	0,35				
Benzène	1		0,29	0,27	0,26	0,28	0,30	0,31			
			3 100 tr/mn (buse 25), avance 44° (essai C').								
Benzène	1,05		0,20	0,19	0,22	0,24	0,25	0,27	0,28		
			1 500 tr/mn, avance 36° (essai D).								
Isooctane	1		0,28	0,30	0,3	0,3	0,27	0,26			
Benzène	1		0,33	0,31	0,27	0,28	0,26	0,25	0,24		

lieu à la plus faible dispersion. On a tenté de relier ce résultat à la volatilité du carburant, mais nous verrons plus loin, à propos d'expériences effectuées avec un combustible gazeux, que là encore le facteur prépondérant est vraisemblablement la vitesse de déflagration laminaire.

Le tableau XX montre que la différence porte également sur les valeurs relatives.

Bien que les écarts constatés soient de l'ordre des erreurs de mesure, ils peuvent être considérés comme significatifs, étant donné le grand nombre de points explorés, et on peut conclure que la

dispersion relative des durées de combustion est plus importante avec l'isooctane qu'avec le benzène.

On constate également que, d'une façon générale, l'écart interdécile relatif reste constant sur une partie importante de la propagation.

La comparaison des essais C et C' effectués l'un avec une buse de 21, l'autre avec une buse de 25 montre que le facteur pulvérisation n'a pas d'influence marquée sur la dispersion cyclique.

Ces expériences ainsi que celles du § I 1 b montrent la nécessité de tenir compte de la dispersion cyclique, même lorsqu'il s'agit de comparer des carburants aussi nettement différents que l'isooctane et le benzène. Les figures 58 à 61 montrent que la dispersion des durées de combustion est telle qu'il ne peut être question, en opérant sur des diagrammes isolés, de faire une étude quantitative du comportement relatif de ces carburants. Pour donner une idée de la sensibilité de la méthode utilisée, nous avons porté sur la figure 62 les résultats bruts

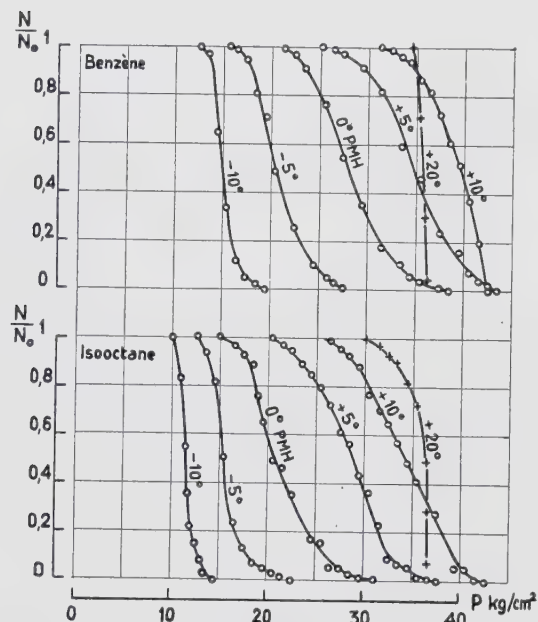


FIG. 62.

correspondant à l'isooctane et au benzène à 1000 tr/mn. Le simple examen des courbes de fréquences cumulées permet de distinguer très clairement le comportement des deux carburants, malgré la dispersion considérable de la pression.

b. Influence de l'avance à l'allumage.

Les avances choisies pour les relevés précédents étaient proches des valeurs optima pour les deux carburants. Nous avons fait varier le calage du rupteur de part et d'autre de ces valeurs pour les deux carburants à 3100 tr/mn (richesse 1,2) et à 1000 tr/mn (richesse 1,17). Les résultats obtenus par la méthode d'ionisation sont donnés dans le tableau XXI.

Les durées de propagation varient très peu avec l'avance à l'allumage au voisinage du réglage optimum, résultat que nous avons déjà constaté avec la soupape à déflecteur. Les variations sont semblables avec les deux carburants. En général, une diminution de l'avance tend à réduire légèrement la durée de propagation au point B.

2. Étude de divers carburants.

a. Propane.

Les expériences avaient pour principal objet la mesure de la dispersion dans le cas d'un carburant gazeux.

Les mesures ont été effectuées à 1500 tr/mn avec une avance de 36°. La richesse était de 1,1. Pour

TABLEAU XXI.

VITESSE DE ROTATION (tr/mn)	CARBURANT	AVANCE (°)	DURÉE DE PROPAGATION (en °)			ÉCART TYPE (en °)		
			B	C	D	B	C	D
1 000	Isooctane	24	30	48		4,1	6,8	
—	—	32	31	50	44	3,5	6,2	5,4
—	—	36	32	49	42	3,2	6	5,1
—	—	40	30	50	42	3,7	6,9	5
1 000	Benzène	22	24	42	36	2,6	4,9	4
—	—	32	25	41	36	2,7	4	3,9
—	—	36	26	40	36	2,8	4,1	4,2
—	—	40	25	40	35	2,6	3,9	3,9
3 100	Isooctane	37	39	53	50	6,1	9	5,8
—	—	44	40	53	51	6,1	7,7	5,8
—	—	51	40	52	51	5,7	7,7	5,1
3 100	Benzène	33	31	46	43	5	7	5
—	—	40	33	45	43	5	5,1	4,8
—	—	44	33	45		5	5,1	
—	—	47	33	45		4,9	6,2	

des raisons de facilité de montage, les essais ont été exécutés sans réchauffage du mélange carburé, des expériences de contrôle effectuées avec l'isooctane ayant permis de constater que le réchauffage à 50° C est pratiquement sans effet sur la vitesse de combustion et sur la dispersion.

La figure 63 où les courbes $\alpha'(t)$ et les courbes de fréquences obtenues par la méthode d'ionisation ont été reportées, permet de comparer le propane au benzène et à l'isooctane.

On constate que les durées moyennes de combustion et de propagation sont pratiquement confondues avec celles du benzène, les deux méthodes de mesure donnant exactement le même résultat.

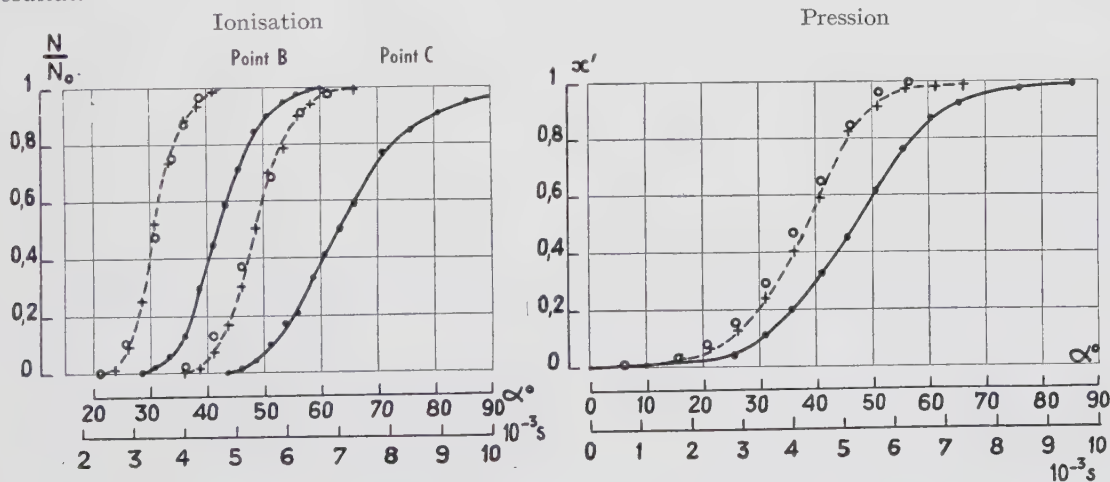


FIG. 63. — Influence de la nature du mélange carburé.

○—○—○ propane ($\gamma = 1,1$) +---+---+ benzène ($\gamma = 1$) ●—●—● isooctane ($\gamma = 1$)

Pour comparer ces résultats aux vitesses de déflagration laminaires, nous avons utilisé les données de GIBBONS, BARNETT et GERSTEIN (47) ; pour les richesses correspondant au maximum de vitesse, on a :

$$\frac{U_{0l}(\text{benzène})}{U_{0l}(\text{propane})} = 1,02 \quad \frac{U_{0l}(\text{isooctane})}{U_{0l}(\text{propane})} = 0,89$$

Dans nos essais, la richesse diffère légèrement d'un carburant à l'autre ; comme l'écart est faible, on peut apporter une correction en se basant sur la courbe de variation des durées de propagation obtenues avec l'isooctane et le benzène ; pour ces deux carburants, les durées de combustion ou de propagation doivent alors être réduites d'environ 5 %. Avec cette correction, les rapports des durées de combustion sont les suivants :

TABLEAU XXII.

	PRESSION $\chi' = 0,5$	IONISATION	
		B	C
$\frac{t(\text{propane})}{t(\text{benzène})}$	1,02	1,06	1,05
$\frac{t(\text{propane})}{t(\text{isooctane})}$	0,83	0,80	0,81

Les résultats obtenus sur moteur sont voisins des rapports des vitesses laminaires.

Le principal intérêt de ces expériences est de montrer que l'ordre de grandeur de la dispersion cyclique n'est pas modifié lorsqu'on passe d'un carburant liquide à un carburant gazeux. On voit en effet que les courbes de fréquences relatives au propane sont pratiquement confondues avec celles du benzène ; la figure 64 montre que les relevés de pression donnent pour le propane des valeurs maxima de σ_r légèrement supérieures à celles du benzène et inférieures à celles de l'isooctane. Ainsi, le classement basé sur la comparaison des vitesses laminaires se retrouve si l'on considère la dispersion cyclique. Il apparaît donc que le phénomène de dispersion est peu influencé par l'état physique du carburant, ainsi d'ailleurs que par les imperfections du carburateur, et dépend étroitement de la vitesse de combustion.

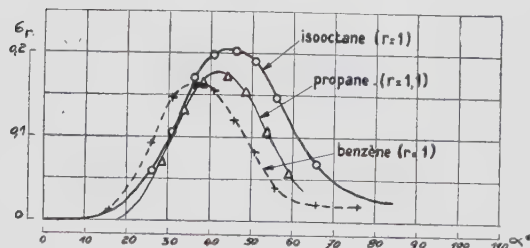


FIG. 64.

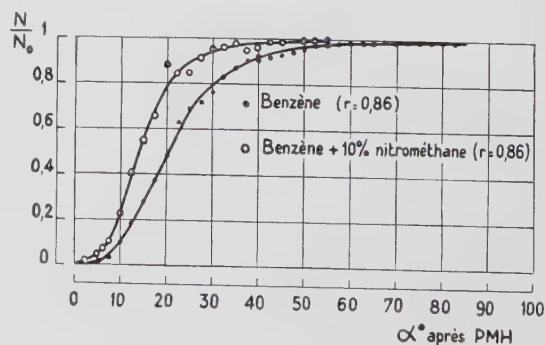


FIG. 65. — Résultats obtenus avec un mélange benzène-10 % nitrométhane. Relevés effectués par la méthode d'ionisation. Point C.

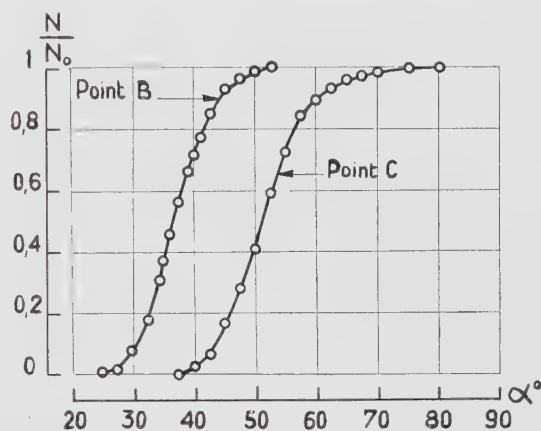
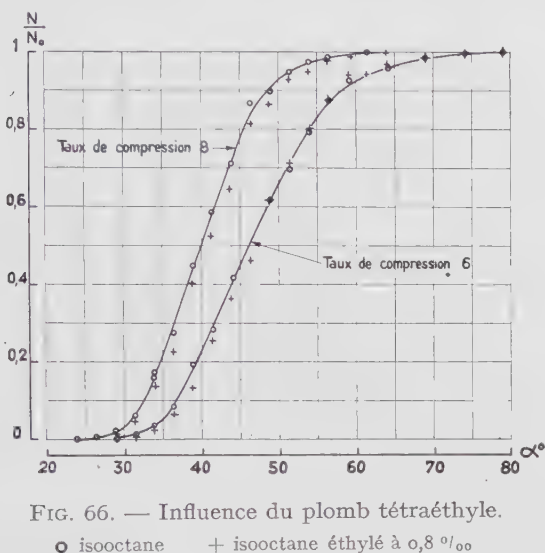
b. Mélange benzène + 10 % de nitrométhane.

Les carburants additionnés de nitrométhane sont parfois utilisés pour accroître la puissance volumétrique des moteurs de course. En plus de leurs propriétés énergétiques, ces carburants possèdent également de bonnes qualités de combustion comme le montre la figure 65.

On constate une nette diminution à la fois des durées de combustion et de la dispersion cyclique.

c. Influence du plomb tétraéthyle (isooctane + 0,8 % $\text{Pb}(\text{C}_2\text{H}_5)_4$).

Nos essais ont confirmé que le plomb tétraéthyle n'a d'influence ni sur la vitesse moyenne de propagation, ni sur la dispersion cyclique, même à taux de compression élevé (fig. 66).



Dans le même ordre d'idée, une addition de 1 % de peroxyde de tétraline dans l'isooctane n'a donné aucun écart mesurable par rapport au carburant non dopé.

d. Essence du commerce (richesse 1).

La figure 67 montre que les performances de ce carburant, du point de vue durée moyenne de propagation et dispersion, se situent entre celles du benzène et de l'isooctane.

CONCLUSION

Malgré la complexité du phénomène de combustion dans le moteur, quelques considérations générales peuvent être dégagées des expériences qui viennent d'être décrites.

Ainsi, nous avons pu grouper sur une courbe unique les valeurs relatives des durées de combustion et de propagation moyennes obtenues en faisant varier la richesse, dans des conditions où les mouvements de gaz et, par conséquent, les valeurs absolues de ces vitesses diffèrent considérablement. En étudiant l'influence de la nature du carburant, nous avons également constaté que les valeurs relatives des durées de combustion ne dépendaient pratiquement pas de la vitesse de rotation.

Nous avons vu que les vitesses de déflagration laminares, mesurées au brûleur à la pression atmosphérique et à la température ambiante, donnent une indication quantitative très correcte

sur le comportement relatif, à une richesse donnée, des carburants que nous avons utilisés. Interprétés sous cet angle, les résultats obtenus par exemple par MARVIN (39) avec des carburants très différents confirment entièrement ce point de vue. De même les expériences de MASSOUMIAN (31) effectuées sur moteur C. F. R. ont montré que les carburants benzène, iso-octane, mélanges d'iso-octane et de benzène se classent dans l'ordre de leurs vitesses de déflagration laminaires.

En revanche, les vitesses de déflagration mesurées au brûleur ne représentent correctement l'influence réelle de la richesse que dans le domaine des mélanges pauvres.

En mélange riche, il existe une gamme de richesse située entre 1,05 et 1,3 où les vitesses de combustion et les vitesses de déflagration varient en sens inverse. La variation avec la richesse des facteurs d'ordre thermodynamique ne peut suffire à expliquer cette divergence ; les termes les plus affectés par la richesse ($\gamma_m - 1$) Q' et ρ , (1^{re} partie, chapitre I) passent en effet par un maximum très étalé aux environs de la richesse 1,1. Ce décalage vers la richesse 1,2-1,3 de la vitesse maximum est souvent constaté en bombe avec les mélanges rapides [SCHMIDT (48)], parfois également dans le cas de la combustion en milieu turbulent [MICKELSEN et ERNSTEIN (18), KHITRIN et GOLOVINA (7)]. Au contraire, lorsque les gaz frais sont au repos, ou en mouvement uniforme, les vitesses de propagation varient comme les vitesses de déflagration laminaires ; on en trouve de nombreux exemples dans les relevés effectués en tube ouvert [LAFFITTE (49)].

La divergence entre vitesses de propagation et vitesses de déflagration laminaires en mélange riche est à rapprocher des observations de MANTON, VON ELBE et LEWIS (50). Ces auteurs ont étudié l'influence de la nature du mélange sur la forme du front de flamme dans un réacteur à symétrie sphérique, les gaz frais étant initialement au repos. Dans certains cas, la propagation reste isotrope, avec un front de flamme uni ; dans d'autres cas, le développement de la flamme devient très irrégulier. La combustion des mélanges pauvres de butane et de propane, des mélanges riches de méthane et d'hydrogène s'effectue avec un front de flamme uni. Au contraire, avec les mélanges riches de butane et de propane et les mélanges pauvres de méthane et d'hydrogène, le front de flamme tend à devenir très irrégulier ; il en résulte une surface de flamme accrue et une vitesse de combustion plus élevée. Le phénomène a pu être expliqué par une modification de la composition du mélange, et par conséquent de la vitesse de déflagration, dans les régions de forte courbure. Lorsque le constituant en excès — air pour les mélanges pauvres, carburant pour les mélanges riches — est aussi celui qui diffuse le plus rapidement, une perturbation accidentelle du front de flamme se trouve rapidement éliminée et la forme stable du front de flamme correspond à la symétrie sphérique ; c'est le cas des mélanges pauvres des hydrocarbures lourds. Au contraire, une perturbation accidentelle tend à s'accroître lorsque le constituant en excès diffuse moins rapidement (mélanges riches de butane, propane, mélanges pauvres de méthane et hydrogène).

Les carburants que nous avons utilisés, avaient des masses moléculaires relativement élevées et nous étions dans le cas où la forme du front de flamme tend à devenir irrégulière en mélange riche. Ce phénomène peut accentuer l'effet de la turbulence préexistante et provoquer le déplacement du maximum de vitesse de propagation vers les mélanges riches. On conçoit également que la vitesse de déflagration laminaire contrôle le comportement relatif des hydrocarbures que nous avons utilisés, qui se situent tous, du point de vue exposé plus haut, dans la même catégorie. Il est possible, en revanche, que si l'on compare en mélange riche l'un de ces hydrocarbures à un carburant comme le méthane dont la masse moléculaire est inférieure à celle de l'oxygène, les rapports des vitesses de propagation mesurées dans le moteur diffèrent notablement des rapports des vitesses de déflagration laminaires.

En ce qui concerne la séparation du processus de combustion en phases distinctes, nous avons vu dans le chapitre I que la turbulence agit de la même façon sur les phases initiale et médiane. D'après SOKOLIK, VOINOFF et SVIRIDOFF, l'influence de la nature du mélange carburé s'exerce encore sur les deux phases, si l'avance à l'allumage est maintenue constante ; ce résultat s'est trouvé confirmé

dans nos expériences qui ont permis de constater que le rapport des durées de combustion correspondant à deux carburants reste sensiblement constant au cours de la propagation. Cependant, ces mêmes auteurs affirment que la nature du mélange n'intervient pas sur la durée de la deuxième phase, si l'avance à l'allumage est réglée de telle sorte que le début de cette deuxième phase se produise au même instant dans le cycle pour les différents mélanges et qu'ainsi la combustion de la partie essentielle du processus s'effectue dans des conditions de turbulence identiques. On peut remarquer *a priori* que, postérieurement à l'allumage, l'angle de rotation ne suffit pas à repérer l'intensité de la turbulence qui dépend pour une part importante du déroulement antérieur du processus de combustion. Par ailleurs, d'autres grandeurs interviennent pour définir les conditions initiales d'une phase déterminée : ce sont par exemple la fraction brûlée, l'aire moyenne de la flamme, la pression et la température des gaz frais (cf. 1^{re} partie, chapitre I) ; il est impossible, par un simple réglage de l'avance, de faire coïncider tous ces paramètres en un point du cycle pour des mélanges ayant des vitesses de déflagration différentes. Enfin, l'absence d'une délimitation précise entre les deux phases en question rend difficile une telle interprétation.

En nous en tenant au phénomène global, nous avons vu qu'une variation d'avance assez importante de part et d'autre du réglage optimum n'entraîne que de faibles variations des durées moyennes de propagation mesurées en différents points de la chambre. Nous avons pu constater que, si l'on augmente l'avance sur un très large intervalle, les durées de combustion se trouvent accrues dans la première partie du phénomène (repérée par le point B), diminuées dans la seconde partie (parcours BC) (fig. 48) sans que la durée totale de combustion soit sensiblement affectée. Ces expériences permettent, étant donné la vitesse relativement très faible du mélange utilisé (richesse 0,89), d'étudier avec quelque précision une partie bien déterminée de la phase médiane (parcours BC). Le rapport des durées moyennes de propagation de B à C :

$$\frac{t_{BC} (\varphi = 1,20, \text{ avance } 44^\circ)}{t_{BC} (\varphi = 0,89, \text{ avance variable})}$$

varie de la façon suivante avec l'avance :

avance (° av. P. M. H.).	44	54	64	74
rapport des durées...	0,62	0,70	0,72	0,68

Les instants de passage de la flamme au point B coïncidaient pour la richesse 1,2 et l'avance de 44°, d'une part, la richesse 0,89 et l'avance de 56°, d'autre part. On constate que, même dans ces conditions, le rapport des durées de combustion dépend étroitement de la richesse du mélange et que l'avance à l'allumage n'a qu'une influence relativement faible sur le résultat.

Ainsi, dans nos expériences, la nature du mélange intervient sur la totalité du phénomène de combustion. Rappelons aussi que les vitesses de déflagration calculées à partir des relevés de pression ont été trouvées, pour la phase médiane, dans le rapport des vitesses de déflagration laminaires ; mais ce résultat n'a qu'une portée limitée, en raison des hypothèses faites.

Il a été constaté que la dispersion cyclique est, en général, d'autant plus importante que la vitesse de propagation du mélange est plus faible ; dans le cas des mélanges pauvres et dans le cas des carburants comparés à une même richesse, c'est donc la vitesse de déflagration laminaire qui semble contrôler le phénomène pour un état de turbulence donné. La discussion d'ensemble de cette question sera faite au chapitre suivant.

CHAPITRE III

ESSAIS COMPLÉMENTAIRES. DISCUSSION DES RÉSULTATS
CONCERNANT LA DISPERSION CYCLIQUE

I. ESSAIS COMPLÉMENTAIRES

Avant d'aborder la discussion des résultats concernant la dispersion cyclique, nous allons décrire quelques expériences susceptibles d'apporter de nouvelles informations sur ce phénomène.

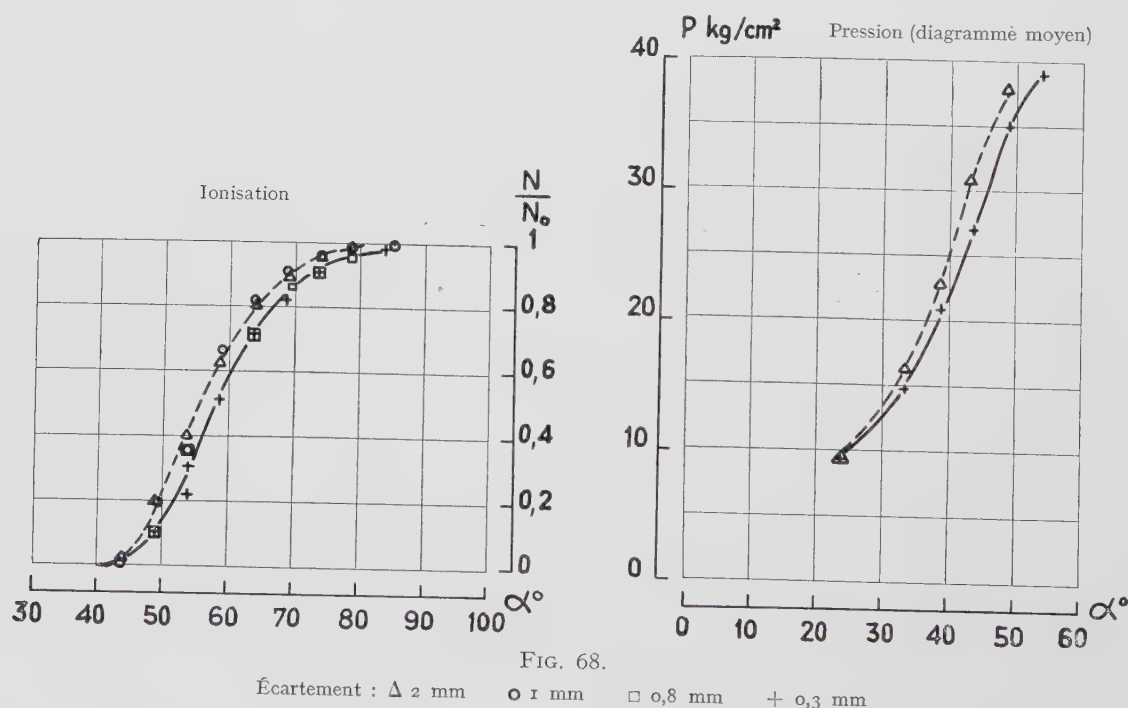
1. Influence de quelques caractéristiques du dispositif d'allumage.

Une partie de ces essais a été effectuée dès le début de ce travail, afin de définir les conditions de reproductibilité. Les conditions expérimentales étaient les suivantes : moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S., vitesse de rotation : 3 100 tr/mn, carburant isoctane (richesse : 1,15).

a. Écartement des électrodes.

Nous avons fait varier l'écartement des électrodes sur une bougie AC 44 L de 0,3 mm à 2 mm, l'écartement standard étant de 0,6 mm. L'allumage ne se produisait plus au-dessous de 0,3 mm.

Les relevés effectués par la méthode d'ionisation (fig. 68) indiquent que les durées de propagation tendent à décroître légèrement lorsqu'on augmente l'écartement des électrodes. La différence est



de l'ordre de 2 à 3° pour les écartements extrêmes, soit environ 4 à 5 % en valeur relative. La dispersion cyclique semble également légèrement réduite quand on passe de 0,3 à 2 mm. Les courbes de fréquences correspondant à des écartements différant de quelques dixièmes de millimètre de la valeur standard (0,6 mm) sont pratiquement superposées.

Comme les différences observées pour les écartements de 0,3 mm sont à la limite des erreurs de mesure, nous avons précisé ce point par des relevés de pression dont les valeurs moyennes sont portées sur la figure. On retrouve un écart angulaire de l'ordre de 2 à 3°, ce qui est un nouvel exemple de la bonne concordance des deux méthodes. Des expériences ont été reprises au point mort haut uniquement, ce qui permettait d'assurer au maximum l'identité des conditions de fonctionnement. Un résultat identique a été obtenu :

Pour $e = 0,3$ mm	$P_m = 27,1$ kg/cm ²	$\sigma = 5,6$ kg/cm ²
Pour $e = 2$ mm	$P_m = 30,8$ kg/cm ²	$\sigma = 5,9$ kg/cm ²

D'après la pente du diagramme de la figure 68, la différence de pression de 3,7 kg/cm² correspond à un écart angulaire de 2 à 3°.

Le résultat peut donc être considéré comme significatif ; la légère réduction de la durée de combustion est due vraisemblablement à l'accroissement de volume du noyau initial lorsqu'on augmente l'écartement. L'effet constaté est très faible, même au voisinage de l'écartement critique, et peut être négligé si l'on reste dans les tolérances usuelles.

b. Tension primaire.

Nous avons fait varier la tension primaire de 6 volts, valeur normale, à 5 volts. L'extinction se produisait pour une tension très légèrement inférieure à 5 volts.

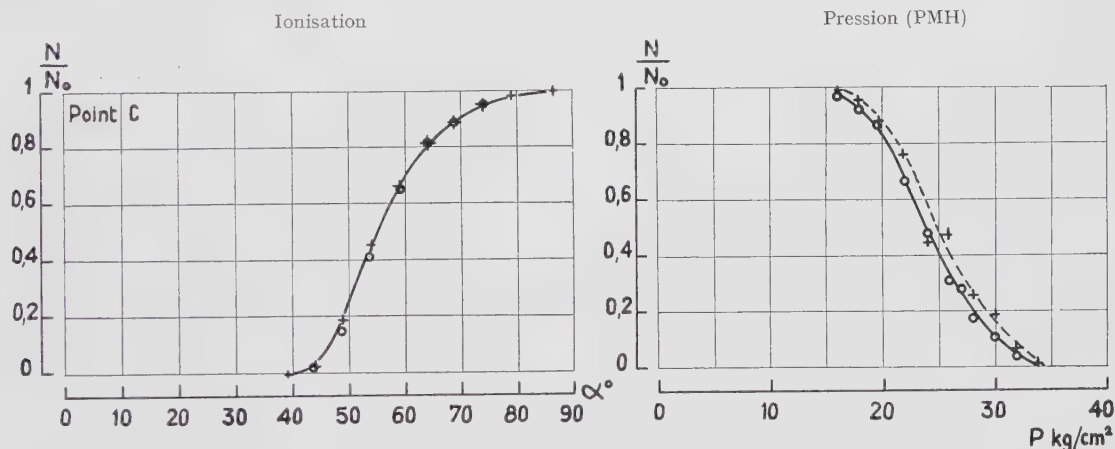


FIG. 69.

+---+---+ tension 6 volts o—o—o tension 5 volts

Les courbes de fréquences obtenues par la méthode d'ionisation sont pratiquement confondues pour les deux valeurs extrêmes (fig. 69). Les courbes de fréquences de la variable pression, relevées au point mort haut, présentent un écart de l'ordre de 1 kg/cm², ce qui correspond à un décalage angulaire inférieur à 1°.

Le facteur étudié n'a donc pas d'influence mesurable sur les durées de propagation et la dispersion cyclique, bien que la tension de 5 volts soit très voisine de la valeur critique. Ce résultat est à

rapprocher de celui obtenu par MICKELSEN et ERNSTEIN (18). Ces auteurs ont trouvé qu'il n'y avait pas d'influence sensible de l'énergie de l'étincelle sur la vitesse de propagation et la dispersion des vitesses de propagation.

c. Influence de la résistance antiparasite.

La présence d'appareils électroniques à proximité du moteur nécessite l'utilisation d'une résistance antiparasite montée sur le fil de bougie. Nous avons fait varier à 3 100 tr/mn la valeur de cette résistance entre 50 000 et 200 000 ohms sans observer d'écart sensible sur les courbes de fréquences obtenues par la méthode d'ionisation. A la vitesse de rotation de 1 000 tr/mn nous avons pu, en éloignant suffisamment les appareils de mesure, travailler avec et sans résistance antiparasite ; aucune différence n'a été constatée.

d. Allumage commandé par thyatron.

Afin d'éliminer complètement la dispersion de l'instant d'allumage, nous avons effectué des relevés avec un allumeur électronique (1) ; le rupteur mécanique était remplacé par un thyatron commandé, rigoureusement sans dispersion, par le signal d'un capteur mécanique. La figure 70 montre que l'irrégularité cyclique n'est pratiquement pas modifiée par rapport à un allumeur classique.

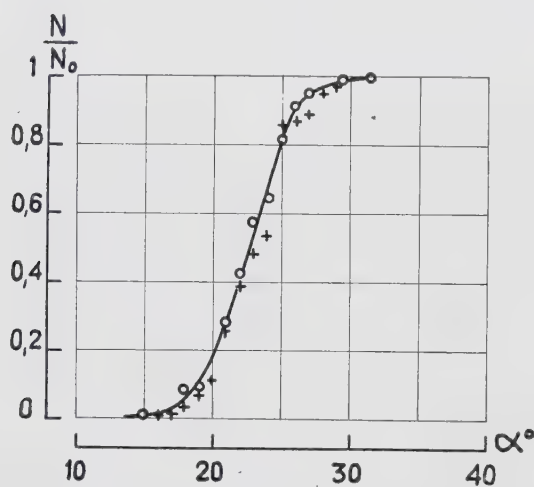


FIG. 70.

○ — ○ allumeur classique
+ + allumeur à commande électronique

2. Influence du taux de compression.

Nous n'avons pas fait d'étude approfondie de ce paramètre. La figure 71 donne quelques résultats obtenus par la méthode d'ionisation sur le moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. à 3 100 tr/mn avec une avance à l'allumage de 44°. Le carburant utilisé était l'isooctane éthylé à 0,8 ‰ à une richesse voisine de 1. Nous avons reproduit les courbes correspondant aux premier et neuvième déciles et à la médiane.

On constate tout d'abord que la durée de propagation moyenne diminue notablement quand le taux de compression augmente. Ce résultat est dû à la combinaison de nombreux facteurs. L'accroissement du taux de compression n'agit pas seulement sur la température et la pression des gaz frais ; se trouvent également modifiés (cf. fig. 6, 7, 9) : le volume de la chambre de combustion, l'aire de la flamme pour un volume brûlé et un angle de rotation donnés, la variation relative de volume, etc.

La dispersion cyclique diminue fortement avec l'accroissement du taux de compression. La vitesse de propagation apparente des cycles à combustion lente varie nettement plus rapidement que celle des cycles les plus rapides.

3. Influence de la température d'admission.

La figure 72 donne des résultats obtenus sur moteur C. F. R. à deux températures d'admission : 17° C et 149° C. On voit que les durées de combustion [courbes $x'(t)$] ne sont pratiquement pas

(1) Cet appareil a été réalisé par L. SOUKIASSIAN au laboratoire de Mesures de l'Institut Français du Pétrole.

modifiées par cette variation importante de température. Ce résultat a été confirmé par les relevés effectués par la méthode d'ionisation qui montrent que les durées de combustion ne sont réduites que de quelques pour-cent.

On ne peut évidemment pas en déduire que la température est sans influence sur la vitesse de déflagration. En premier lieu, les équations [27] et [28] du premier chapitre montrent que la température intervient explicitement pour réduire les vitesses de propagation et de combustion; mais cet effet est vraisemblablement trop faible pour compenser l'augmentation de la vitesse de déflagration laminaire. En revanche la réduction du nombre de Reynolds de l'écoulement pendant l'admission et de l'intensité de turbulence pourrait avoir une action importante. Il serait nécessaire de compléter les expériences pour vérifier ces hypothèses.

Le principal intérêt de ces relevés est de montrer que la dispersion cyclique n'est pratiquement pas modifiée par une augmentation de la température du mélange malgré la vaporisation plus poussée qui en résulte.

II. DISCUSSION DES RÉSULTATS CONCERNANT LA DISPERSION CYCLIQUE

1. Caractéristiques générales du phénomène.

Les expériences décrites dans la deuxième partie ont fait ressortir les points suivants :

La structure des mouvements de gaz a une importance considérable sur la dispersion des durées de combustion. Les mouvements de gaz dirigés donnent lieu à une dispersion beaucoup plus faible que les mouvements de gaz désordonnés.

Lorsque l'on fait varier la nature du mélange (richesse, nature du carburant), la dispersion est une fonction décroissante de la vitesse de combustion observée dans le moteur.

La dispersion des durées de propagation est, dans le domaine étudié, une fonction décroissante de l'avance à l'allumage. L'effet est surtout sensible sur les durées totales (repérées par les mesures effectuées au point C) avec les mélanges relativement lents; les durées de propagation des cycles les plus rapides sont accrues par une augmentation de l'avance à l'allumage; l'inverse se produit pour les cycles les plus lents.

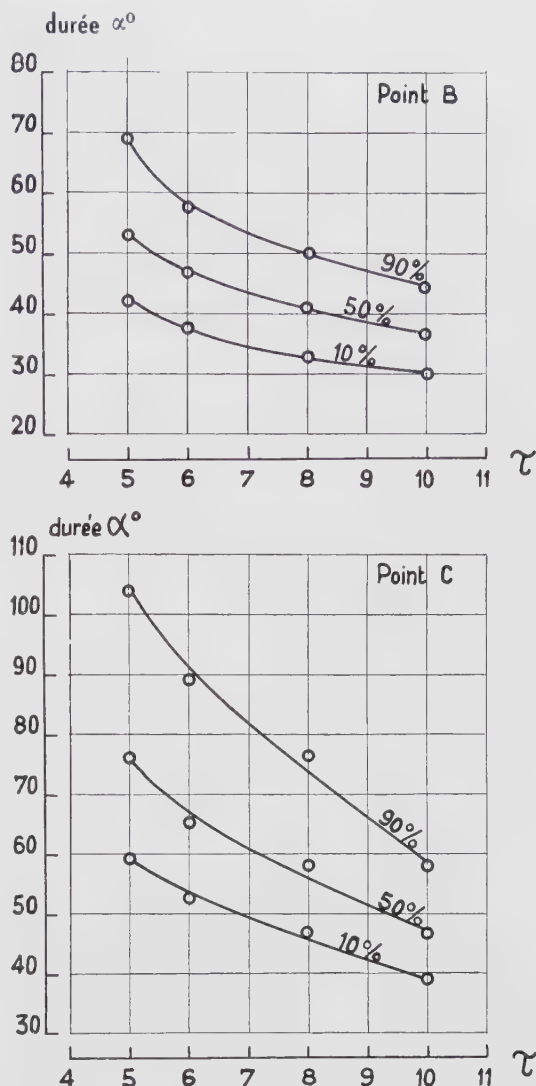


FIG. 7I. — Influence du taux de compression.

Moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.
Vitesse de rotation : 3 100 tr/mn
Avance à l'allumage : 44° avant P. M. H.
Température d'admission : 50°C
Carburant : isooctane éthylé à 0,8 %
Richesse : r
Relevés effectués par la méthode d'ionisation

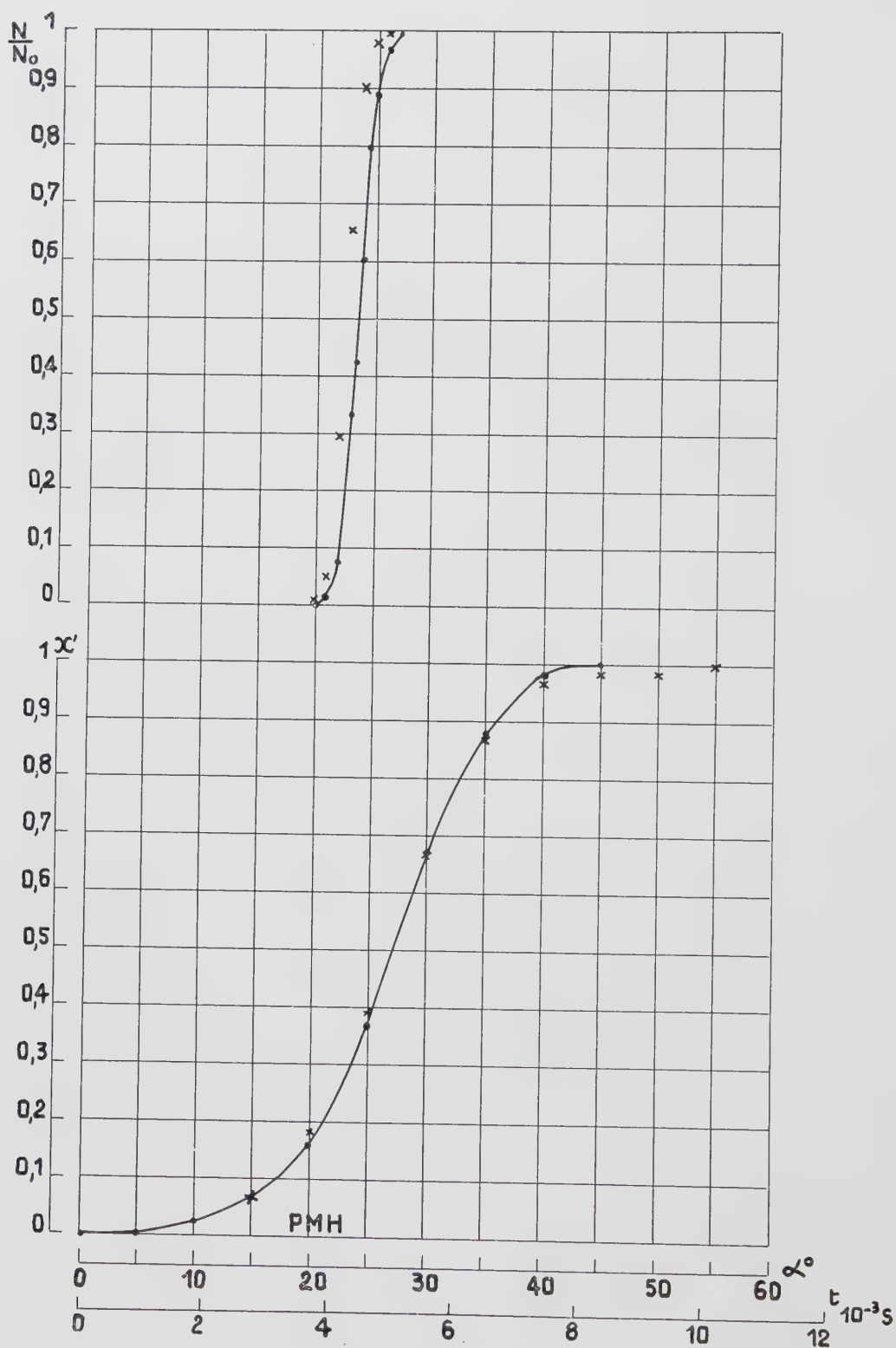


FIG. 72. — Influence de la température d'admission.

Moteur C. F. R.
 Taux de compression : 6,5
 Vitesse de rotation : 900 tr/mn
 Avance à l'allumage : 20° avant P. M. H.

Carburant : isooctane
 Richesse : 1
 • • • • • Température d'admission : 17° C
 + + + + + Température d'admission : 149° C

Les autres facteurs étudiés (état physique du mélange, caractéristiques de l'allumage, etc.) n'ont pas d'influence sensible sur le phénomène de dispersion.

Ces résultats concernent en général aussi bien les valeurs relatives que les valeurs absolues des critères choisis pour caractériser l'irrégularité cyclique.

L'allure des courbes de fréquence de la variable pression est intimement liée à l'état d'avancement moyen de la combustion ; elle s'explique par l'action des facteurs thermodynamiques et géométriques et reste qualitativement la même dans toutes les conditions expérimentales.

Il est difficile, en raison des hypothèses nécessaires à l'interprétation, de préciser la loi de distribution de fréquences des durées de combustion. Tout au plus peut-on noter que les courbes $x'(t)$ correspondant aux premier et neuvième déciles sont généralement dissymétriques par rapport à la courbe moyenne ; les durées des combustions les plus lentes s'écartent davantage de la durée moyenne que celles des combustions les plus rapides. Les courbes de fréquences des instants de passage de la flamme en différents points de la chambre de combustion présentent une dissymétrie analogue, généralement d'autant plus marquée que le point de sondage est plus éloigné de la bougie.

Dans tous les cas, les relevés de pression et d'ionisation ont donné, en fonction des facteurs étudiés, des variations de la dispersion qualitativement semblables.

2. Étude des causes de la dispersion cyclique.

L'examen des diagrammes instantanés (fig. 3) montre qu'en général les différentes courbes de pression se décalent régulièrement sans se recouper, ce qui permet de penser que la dispersion prend naissance dans la première partie de la combustion [RICARDO (26)] et que les vitesses de combustion des cycles successifs conservent leur classement initial sur la totalité de la propagation.

De nombreuses hypothèses ont été envisagées pour expliquer le phénomène de dispersion [DEUBLEIN (51)]. Nous allons les examiner à partir de nos résultats.

a. Variations des caractéristiques de l'allumage.

Les jeux mécaniques inévitables entraînent une dispersion de l'instant où se produit l'allumage, dispersion que nous avons mesurée dans le cas du moteur I. F. P. ; l'écart type obtenu, de l'ordre de 0,3°, est d'un ordre de grandeur très inférieur aux valeurs trouvées pour les durées de combustion. Par ailleurs nous avons vu dans le paragraphe précédent que les essais effectués avec un calage rigoureusement constant du point d'allumage n'ont pas donné d'écart sensible par rapport au montage standard.

La dispersion de l'énergie de l'étincelle est également souvent mise en cause. Nous avons montré qu'une variation de la tension primaire poussée jusqu'à la limite d'extinction ne modifie pas la durée de propagation sur toute l'étendue de la courbe de fréquences. MICKELSEN et ERNSTEIN (18), dans un travail déjà cité, ont établi qu'il n'y avait aucune corrélation entre l'intensité du courant d'allumage et la vitesse de propagation et ont éliminé les fluctuations de l'énergie de l'étincelle comme cause possible de la dispersion de leurs résultats.

b. Variation de la masse de mélange admise par cycle.

Le simple examen de l'évolution des courbes de fréquences au cours du cycle permet d'éliminer *a priori* cette explication. D'autre part nous avons mesuré la dispersion des pressions maxima de compression, au taux de compression 10 ; l'intervalle total de variation est de l'ordre de $\pm 1\%$ et peut d'ailleurs être attribué en grande partie aux fluctuations de la sensibilité du capteur.

c. Variation de la richesse locale au voisinage de la bougie.

Le carburateur fournit un mélange très hétérogène composé d'air, de vapeur et de gouttelettes de carburant. L'hypothèse en question n'est donc pas invraisemblable *a priori*, bien que la vaporisation

se poursuive pendant les phases d'admission et de compression [DU PARQUET (52)], tandis que les mouvements de gaz assurent un brassage de l'air et du carburant.

Cependant les expériences que nous avons effectuées (chapitres II et III),

— en réduisant le diamètre de la buse pour améliorer la pulvérisation,

— en faisant varier la température d'admission,

— en utilisant un combustible gazeux,

et qui toutes ont donné des résultats négatifs, montrent que l'hétérogénéité du mélange n'est vraisemblablement pas à retenir comme l'une des causes essentielles du phénomène de dispersion.

d. Variation de la dilution du mélange par les gaz résiduels au voisinage de la bougie.

La dilution par les gaz résiduels est susceptible d'entraîner une variation de la vitesse de déflagration laminaire. Cette hypothèse a été utilisée pour expliquer la réduction de la dispersion lorsqu'on augmente le taux de compression ⁽¹⁾; mais la variation de ce paramètre entraîne la modification de nombreux facteurs, en particulier des durées de combustion, grandeur qui a été reliée, dans d'autres expériences, à l'irrégularité cyclique. Par ailleurs les expérimentateurs qui ont utilisé des préchambres [DURIN (53), CHOPIN (54)], ont noté une tendance à la réduction de dispersion bien que, selon toute vraisemblance, la dilution par les gaz résiduels soit, dans ce cas, considérablement accrue au voisinage de la bougie.

e. Variation de la richesse globale.

Cette explication peut être considérée *a priori* comme vraisemblable, étant donné l'imperfection du carburateur classique; elle rend bien compte du décalage continu des courbes de combustion. Pourtant, le fait que nous ayons obtenu une dispersion du même ordre avec le propane et des carburants liquides comme l'isooctane et le benzène nous incite à penser que cette cause d'irrégularité cyclique n'est pas essentielle ⁽²⁾. De plus on ne peut expliquer ainsi la réduction considérable de dispersion relative quand on passe d'une soupape normale à une soupape avec déflecteur.

f. Fluctuations de l'aire de la flamme dues aux mouvements de gaz désordonnés.

L'aire du front de flamme turbulent et, par conséquent, la vitesse de combustion sont susceptibles de varier considérablement d'un cycle à l'autre en valeur relative si l'échelle des perturbations est de l'ordre de grandeur des dimensions de la flamme, ce qui a lieu nécessairement au début de la propagation. Le fait que les différents cycles conservent le même classement sur la totalité de la propagation peut être attribué à l'action de la turbulence induite par le déplacement des gaz frais, qui est d'autant plus grande que la vitesse de propagation est plus élevée dans la phase initiale.

Cette hypothèse permet d'expliquer facilement le résultat le plus marquant de nos expériences sur la dispersion, qui est la réduction considérable de l'irrégularité cyclique lorsqu'on passe de mouvements de gaz désordonnés (soupape normale, soupape à 8 et 4 orifices) à un écoulement dirigé (soupape à déflecteur). Rappelons à ce sujet que la comparaison des relevés effectués par les deux méthodes: pression et ionisation, a montré que la réduction de dispersion des durées de combustion était accompagnée d'une diminution très importante des fluctuations locales de la forme du front de flamme.

L'action combinée des facteurs thermodynamiques (pression, température) et chimiques (vitesse de déflagration laminaire) peut intervenir pour modifier l'allure du phénomène. La variation de dispersion avec l'avance à l'allumage peut, en grande partie, s'expliquer de cette façon.

⁽¹⁾ On sait qu'un accroissement du taux de compression entraîne une forte diminution de la proportion des gaz résiduels (21).

⁽²⁾ Une analyse thermodynamique des diagrammes instantanés ne peut être assez précise pour détecter avec certitude des variations de richesse. Une vérification indirecte pourrait être faite en mesurant la dispersion sur un moteur alimenté par injection mécanique.

Il est plus difficile d'interpréter la variation de la dispersion avec la nature du mélange, mais on peut admettre, ce qui a été observé au laboratoire, que l'épaisseur de la flamme turbulente et, par conséquent, l'amplitude des fluctuations sont d'autant plus grandes que la vitesse laminaire est plus faible.

Il nous semble particulièrement intéressant de comparer les résultats obtenus sur moteur à ceux de MICKELSEN et ERNSTEIN (18) qui ont étudié la dispersion des vitesses de propagation du noyau initial, dans un écoulement turbulent. Il ne pouvait intervenir dans de telles expériences aucune des causes d'irrégularité cyclique propres au moteur, notamment des variations de richesse. Ces auteurs ont cependant constaté une dispersion très importante qu'ils ont attribuée au caractère statistique de la turbulence ; ils ont obtenu, comme dans les essais que nous avons effectués, un accroissement très important de la dispersion avec l'appauvrissement du mélange, avec une dissymétrie des courbes de fréquence analogue à celle que nous avons observée.

3. Importance pratique de la dispersion cyclique.

Nous avons vu que l'accroissement de la dispersion cyclique avec la réduction de la richesse pouvait être considéré comme l'un des obstacles majeurs à l'extension vers les mélanges pauvres de la gamme actuelle de fonctionnement. Cet inconvénient devient particulièrement grave dans le cas des moteurs polycylindriques où s'ajoute une variation de richesse d'un cylindre à l'autre.

Il est un autre point sur lequel il convient d'insister. Pour un carburant donné, la dispersion cyclique intervient directement sur les performances du moteur à la limite du cliquetis. Ainsi le réglage de l'avance au cliquetis naissant est limité par les cycles les plus rapides ; il en résulte une avance qui peut être inutilement faible pour le diagramme moyen et, par conséquent, une baisse de puissance par rapport à un fonctionnement idéal sans dispersion. Les ordres de grandeur de la dispersion de pression qui ont été donnés dans la deuxième partie de ce travail, permettent de penser que des gains notables pourraient ainsi être obtenus par la réduction de l'irrégularité cyclique.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Nous avons examiné, au début de cette étude, les facteurs qui conditionnent l'évolution de la combustion dans les moteurs à allumage commandé. Nous avons particulièrement insisté sur les facteurs thermodynamiques et géométriques qui sont parfois négligés dans l'interprétation des résultats et nous avons exposé une méthode de calcul qui a permis de discuter qualitativement leur influence.

La description du matériel expérimental a fait l'objet du chapitre suivant. Afin d'explorer dans son entier la phase de combustion, nous avons été amené à développer, en collaboration avec le laboratoire de Mesures de l'*Institut Français du Pétrole*, un nouvel appareil de mesure statistique des pressions. La mesure statistique des instants de passage de la flamme en différents points de la chambre de combustion a également été utilisée (méthode d'ionisation).

Nous avons ensuite exposé les méthodes d'interprétation des résultats expérimentaux. La détermination des limites de confiance de la moyenne et de l'écart type pose un problème de statistique particulier qui a été évoqué. Les hypothèses nécessaires à l'exploitation thermodynamique des diagrammes pression-temps ont été examinées en détail ; le calcul des vitesses de déflagration turbulentes est particulièrement incertain. Nous avons également montré dans quelle mesure il était possible d'étudier la dispersion des durées de combustion à l'aide des relevés de pression.

Les expériences décrites dans la deuxième partie ont d'abord mis en évidence l'intérêt des mouvements de gaz dirigés créés par une soupape d'admission à déflecteur : la vitesse moyenne de combustion est accrue tandis que la dispersion cyclique diminue considérablement. L'orientation du déflecteur a peu d'effet sur l'ordre de grandeur de la dispersion et sur les durées moyennes de propagation mesurées aux points de la chambre les plus éloignés de la bougie d'allumage. Il a été constaté que les soupapes à quatre et huit orifices, qui imposaient des vitesses de passage égales ou supérieures à celles obtenues avec déflecteur, n'améliorent pratiquement pas la combustion par rapport à la soupape normale. Il semble donc que ce soit la configuration de l'écoulement plus que le facteur vitesse moyenne qui joue le rôle essentiel dans l'accroissement de vitesse de combustion et la réduction de dispersion obtenus avec le déflecteur.

L'influence de la richesse sur la combustion a été étudiée dans différentes conditions de turbulence réalisées en faisant varier la vitesse de rotation sur le moteur I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S. et en utilisant des soupapes d'admission avec et sans déflecteur sur ce moteur et sur le moteur C. F. R. Dans tous les cas, un appauvrissement du mélange entraîne non seulement une diminution de la vitesse de propagation, mais aussi un accroissement très important de la dispersion cyclique. Les courbes de fréquences cumulées deviennent fortement dissymétriques et le fonctionnement instable du moteur qui apparaît avec une soupape d'admission normale, à des richesses très supérieures aux limites d'inflammabilité, peut être attribué aux combustions les plus tardives, alors que les vitesses moyennes de combustion seraient encore suffisantes pour assurer une marche correcte. L'augmentation de l'avance à l'allumage permet, dans une certaine mesure, de limiter cet inconvénient, mais la dispersion en mélange pauvre reste toujours très supérieure à la dispersion en mélange riche ; dans le cas envisagé, la vitesse moyenne de propagation est légèrement réduite par l'accroissement de l'avance ; la puissance du moteur reste inchangée. Les mouvements de gaz dirigés créés par la soupape à déflecteur améliorent notablement le fonctionnement du moteur en mélange pauvre ; en dehors de l'accroissement de vitesse de combustion, la dispersion cyclique se trouve réduite, même en mélange très pauvre, à une valeur qui n'est guère supérieure à celle observée en mélange riche avec la soupape normale. Nous avons cependant constaté des difficultés d'allumage dues vraisemblablement à la grande vitesse des gaz frais au voisinage de la bougie. Bien que, du point de vue technique, la solution du déflecteur ne puisse vraisemblablement être retenue pour les moteurs rapides, ces expériences ont confirmé que la modification de la turbulence constitue l'un des moyens d'action les plus puissants pour améliorer le fonctionnement du moteur en mélange pauvre.

Une même loi de variation de la vitesse de combustion en fonction de la richesse a été obtenue pour toutes les conditions de turbulence considérées, bien que les valeurs absolues de ces vitesses soient très différentes. Dans tous les cas, cette loi de variation diverge de façon significative de celle des vitesses de déflagration laminares mesurées au brûleur, le maximum de la vitesse de propagation se trouvant très nettement décalé vers les mélanges riches.

L'étude comparative des carburants benzène et iso-octane a montré que, dans toutes les conditions expérimentales utilisées, la vitesse de propagation du benzène est supérieure à celle de l'iso-octane. Les rapports des vitesses de combustion mesurées sur moteur ne diffèrent pas de façon significative des rapports des vitesses de déflagration laminares mesurées au brûleur. Un résultat analogue a été obtenu en comparant le propane à ces deux carburants. Nous avons constaté que la dispersion cyclique est une fonction décroissante de la vitesse de combustion, ce qui généralise les conclusions relatives à l'influence de la richesse. Au voisinage du réglage optimum, l'avance à l'allumage n'a pas d'influence notable sur la vitesse de combustion. On constate généralement une tendance à la réduction de dispersion avec l'accroissement de l'avance.

Ces résultats, ainsi que ceux concernant l'influence de la richesse, montrent que, malgré la complexité du phénomène, il est possible de dégager des lois générales à condition de ne considérer que les variations des grandeurs étudiées.

Au cours de cette partie de l'étude, nous avons discuté à l'aide de nos expériences la théorie des phases de combustion caractérisées par une action différente de la turbulence. Les calculs que nous avons faits au premier chapitre montrent qu'effectivement il existe une première phase « anormalement » lente ; mais cette interprétation est tributaire d'hypothèses très incertaines telles que la sphéricité du front de flamme, l'absence d'échanges thermiques, etc. ; il faut noter également que ce phénomène semble tout à fait général, que le milieu soit ou non turbulent. Du point de vue pratique, nous avons constaté que la vitesse de rotation et le déflecteur de soupape d'admission agissent de la même façon sur les différentes phases si l'on considère le résultat global caractérisé par la courbe des fractions brûlées en fonction du temps. Il en est de même si l'on fait varier la nature du mélange.

Dans le troisième chapitre, nous avons groupé quelques expériences concernant l'influence de certaines caractéristiques de l'allumage, l'influence du taux de compression, l'influence de la température d'admission. Seul, le taux de compression a une action marquée sur la vitesse moyenne de propagation et la dispersion cyclique.

La discussion des causes possibles de la dispersion nous a conduit à admettre que les fluctuations des vitesses d'écoulement au voisinage de la bougie en sont en grande partie responsables. En dehors de la question du fonctionnement en mélange pauvre, une réduction de la dispersion permettrait, dans les conditions de marche à la limite du cliquetis, un réglage d'avance beaucoup mieux adapté et, par conséquent, un gain de puissance et de rendement.

Au cours de ces expériences, nous avons toujours trouvé une bonne concordance entre les résultats obtenus par la méthode des relevés de pression et par la méthode d'ionisation ; cette dernière méthode, qui permet des mesures relativement très courtes, convient donc parfaitement à l'étude comparative des carburants.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) GARNER (F. H.), LONG (R.) et ASHFORTH (G. K.). — *Fuel*, **XXX**, 3.
- (2) GUÉNOCHE (H.) et JOUY (M.). — *Rev. Inst. Franç. Pétrole*, octobre 1954.
- (3) GAYDON (A. G.) et WOLFARD (H. G.). — *Flames*. Chapman et Hall, London (1953).
- (4) MANTON (J.) et MILLIKAN (B. B.). — *Proc. Aerotherm. Gas. Dyn. Symp.* N. W. Univ. Illinois (1956).
- (5) HEIMEL (S.) et WEAST (R. C.). — 6^e symp. on combustion. *The Williams and Wilkins Comp.* (1956), p. 296.
- (6) GAUDRY (H.). — *Rev. Inst. Franç. Pétrole*, septembre 1949.
- (7) KHITRIN (L. N.) et GOLOVINA (E. S.). — XX^e Congrès de Chimie. Paris (1957).
- (8) COMBOURIEU (J.). — *Résultats à paraître*.
- (9) GARNER (F. H.), LONG (R.) et ASHFORTH (G. K.). — *Fuel*, **XXX**, 1.
- (10) SMITH (D.) et AGNEW (J. T.). — 6^e symp. on comb. *The Williams and Wilkins Comp.* (1956), p. 83.
- (11) FLOCK (E. F.), MARVIN (C. F.), CALDWELL (F. R.) et ROEDER (C. H.). — *N. A. C. A. Rep.* n° 682.
- (12) DAMKÖHLER (G.). — *Z. Elektrochem.* 46 (1940).
- (13) LEWIS (B.) et VON ELBE (G.). — *Combustion Flames and Explosions of gases*. Academic Press, New York (1951).
- (14) SCHELKINE (K. I.). *Journal de phys. techn. U. R. S. S.*, **XIII**, 9, 10 (1943).
- (15) WILLIAMS (D. T.) et BOLLINGER (L. M.). — 3^e symp. on combustion. *The Williams and Wilkins Comp.* (1949), p. 176.
- (16) KARLOVITZ (B.), DENNISTON (D. W.) et WELLS (F. E.). — *J. chem. Phys.*, **19**, 5, mai 1951.
- (17) SCURLOCK (A. C.) et GROVER (J. H.). — 4^e symp. on Comb. *The Williams and Wilkins Comp.* (1953), p. 645.
- (18) MICKELSEN (W. R.) et ERNSTEIN (N. E.). — *N. A. C. A. TN* 3456.
- (19) RIBAUD (G.). — Cours des Hautes Températures de la Faculté des Sciences de Paris.
- (20) FLAMM (L.) et MACHE (H.). — *Wien. ev.* 126 (1917).
- (21) VICHNIEVSKY (R.) et SALÉ (B.). — *Thermodynamique appliquée aux moteurs alternatifs à combustion interne*. Sennac, Paris (1952-1953).
- (22) ELLIS (O. C. de C.). — *Fuel in Science and Practice*, **VII**, 11.
- (22 bis) ELLIS (O. C. de C.). — *Fuel in Science and Practice*, **VII**, 7.
- (23) GUÉNOCHE (H.). — *Publ. Agard à paraître*.
- (24) DUMANOIS (P.). — Cours de l'École Nationale Supérieure du Pétrole et des Moteurs.

- DUMANOIS (P.). — Moteurs à combustion interne. *Baillière*, Paris (1924).
- (25) OLSEN (H. L.), GAYHART (E. L.) et EDMONSON (R. B.). — 4^e symp. on Comb. *The Williams and Wilkins Comp.* (1953), p. 144.
- (26) RICARDO (H. R.). — The high speed internal-combustion Engine. *Blackie a. s.*, London and Glasgow (1953).
- (27) SOKOLIK (A. S.), VOINOFF (A. N.) et SVIRIDOFF (J. S.). — *Comm. Acad. Sc. U. R. S. S. Sect. Sc. techn.*, n° 12 (1949).
- (28) TCHANG-TE-LOU. — Contribution à l'étude de l'allumage et de la combustion dans les moteurs à explosion. *Publ. scient. du Ministère de l'Air*, n° 97 (1936).
- (29) VICHNIEVSKY (R.) et SALÉ (B.). — *C. R. A. S.* Séance du 29 novembre 1954.
- (30) VICHNIEVSKY (R.) et WEISSMANN. — 8^e Congr. intern. de mécanique théorique et appliquée. Istanbul (1952).
- (31) MASSOUMIAN (G. R.). — Thèse. Paris (1954).
- (32) SOUKIASSIAN (L.). — *Mes. et Contr. Indust.*, 232, septembre 1956 ; 233, octobre 1956.
- (33) THALER (L.), VICHNIEVSKY (R.) et BROTTERS (E.). — *Rev. Inst. Franç. Pétrole*, août-septembre 1947.
- (34) SOUKIASSIAN (L.). — *L'onde électrique*, 352, juillet 1956.
- (35) YULE (G. U.) et KENDALL (M. G.). — An introd. to the theory of Statistics. *Charles Griffin et Comp*, London (1950).
- (36) JANEWAY (R. N.). — *J. Soc. Aut. Eng.*, 24 (1929).
- (37) RASSWEILER (G. M.) et WITHROW (L.). — *S. A. E. Journ.*, mai 1938.
- (38) RIBAUD (G.). — Constantes thermodynamiques des gaz aux températures élevées. *Publ. Scient. et tech. Ministère de l'Air*, 266 (1952).
- RIBAUD (G.) et MANSON (N.). — Équilibres physicochimiques et données thermodynamiques des mélanges gazeux aux températures élevées. *Id.*, 294 (1954).
- (39) MARVIN (C. F.). — *S. A. E. Journ.*, 35 (1943).
- (40) KENWORTHY (M. J.) et PUTNAM (A. A.). — *W. A. D. C. rep.*, 56 583.
- (41) CAMPBELL (A. S.). — *J. of appl. mech.*, mars 1952.
- (42) KAROUT (K.). — Thèse. Paris (1955).
- (43) CARIS (D. F.), MITCHELL (B. J.), Mc DUFFIE (A. D.), et WYCZALEK (F. A.). — *S. A. E. Transact.*, 64, 76 (1956).
- (44) WARREN (J. A.) et HINKAMP (J. B.). — *S. A. E. Transact.*, 64, 665 (1956).
- (45) SWETT (C. C.) et DONLON (R. H.). — *N. A. C. A. RME* 52 J. 28.
- (46) BROEZE (J. J.) et STILLEBROER (C.). — *Rev. Inst. Franç. Pétrole*, décembre 1949.
- (47) GIBBONS (L. C.), BARNETT (H. C.) et GERSTEIN (M.). — *Ind. Engng Chem.*, 46, p. 2151 (1954).
- (48) SCHMIDT (E.), STEINICKE (H.) et NEUBERT (U.). — *V. D. I. Forsch.* 431 B 17 (1951).
- (49) LAFFITTE (P.). — La propagation des flammes dans les mélanges gazeux. I. Les déflagrations. *Hermann*, Paris (1939).
- (50) MANTON (J.), VON ELBE (G.) et LEWIS (B.). — *J. chem. Phys.*, 20 (1952).
- (51) DEUBLEIN. — *Forsch. auf. dem geb. des Ingen. Wes.*, septembre 1949.
- (52) DU PARQUET (M.). — Thèse. Paris (1955).
- (53) DURIN (M.). — Thèse. Paris (1955).
- (54) CHOPIN (J.). — *Résultats à paraître*.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION.....	I
-------------------	---

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE PREMIER. — Généralités sur la combustion normale dans le moteur à carburation préalable et allumage commandé. Étude des facteurs thermodynamiques.

I. Aspect qualitatif du phénomène.....	3
II. Facteurs intervenant dans la combustion en vase clos.....	4
1. Facteurs chimiques. Vitesse de déflagration laminaire.....	4
2. Influence des mouvements de gaz désordonnés. Vitesse de déflagration turbulente...	6
3. Influence des facteurs thermodynamiques et géométriques.....	10
4. Discussion des résultats précédents.....	19
III. Théories de la combustion dans les moteurs à allumage commandé.....	21

CHAPITRE II. — Matériel expérimental.

I. Moteurs et bancs d'essais utilisés.....	23
1. Monocylindre I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.....	23
2. Monocylindre C. F. R.....	27
3. Moteur 11 ch Citroën.....	31
II. Appareils de mesures statistiques utilisés pour l'étude de la combustion normale.....	31
Introduction.....	31
1. Mesure statistique des pressions.....	32
2. Mesure statistique des durées de propagation de la flamme.....	38

CHAPITRE III. — Interprétation des résultats expérimentaux.

I. Calcul de la moyenne et de l'écart type. Détermination des limites de confiance.....	41
1. Calcul de la moyenne.....	41
2. Calcul de l'écart type.....	42
3. Détermination des limites de confiance de la moyenne et de l'écart type.....	43
II. Interprétation du diagramme moyen pression-angle de rotation.....	50
1. Détermination de la fraction brûlée en fonction du temps.....	50
2. Détermination de la vitesse de propagation et de la vitesse de déflagration.....	55
3. Critique des méthodes d'interprétation simplifiées.....	57
III. Étude de la dispersion des durées de combustion et de propagation.....	59
IV. Présentation des résultats.....	60

DEUXIÈME PARTIE

RÉSULTATS ET DISCUSSION

CHAPITRE PREMIER. — Influence du mouvement des gaz sur la vitesse de combustion moyenne et la dispersion cyclique.

I. Influence de la vitesse de rotation.....	65
1. Résultats obtenus sur moteurs I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.....	65
2. Résultats obtenus sur moteur de série 11 ch Citroën.....	71

TABLE DES MATIÈRES

II. Influence d'un déflecteur de soupape d'admission.....	71
1. Résultats obtenus sur moteur C. F. R.....	71
2. Résultats obtenus sur moteurs I. F. P.-RENAULT-C. N. R. S.....	75
3. Conclusion.....	82
CHAPITRE II. — Influence de la nature du mélange carburé.	
I. Influence de la richesse.....	83
1. Isooctane.....	83
2. Benzène.....	103
II. Influence de la nature du carburant.....	104
1. Comparaison des carburants isooctane et benzène.....	104
2. Étude des divers carburants.....	112
Conclusion.....	115
CHAPITRE III. — Essais complémentaires. Discussion des résultats concernant la dispersion cyclique.	
I. Essais complémentaires.....	118
1. Influence de quelques caractéristiques du dispositif d'allumage.....	118
2. Influence du taux de compression.....	120
3. Influence de la température d'admission.....	120
II. Discussion des résultats concernant la dispersion cyclique.....	121
1. Caractéristiques générales du phénomène.....	121
2. Étude des causes de la dispersion cyclique.....	123
3. Importance pratique de la dispersion cyclique.....	125
RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.....	125
BIBLIOGRAPHIE.....	127

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LE BRUIT DES MOTEURS
SES ORIGINES, SON ATTÉNUATION

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 31 mai 1958

*Le Doyen
de la Faculté des Sciences,*

J. PÉRÈS

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

*Le Recteur de l'Académie
de Paris,*

J. SARRAILH

